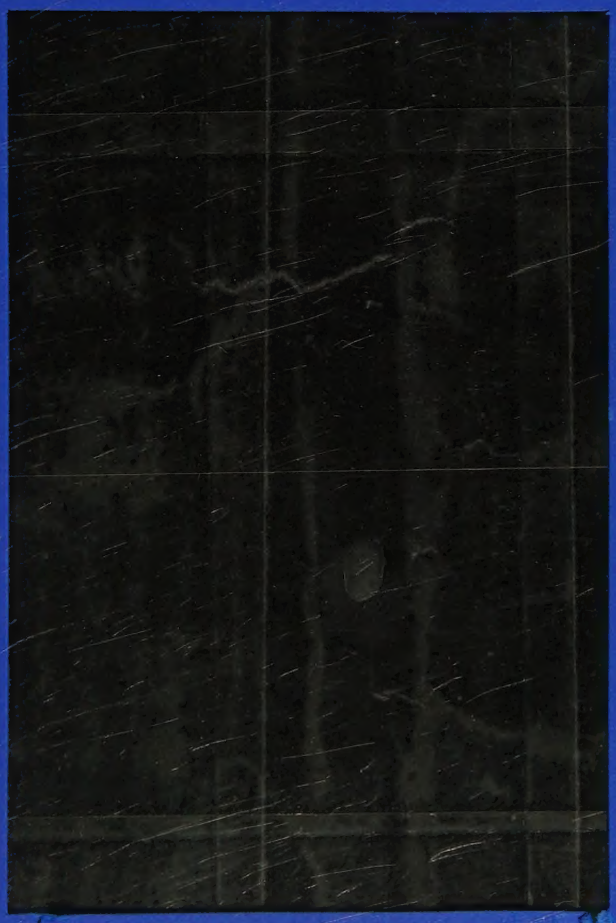
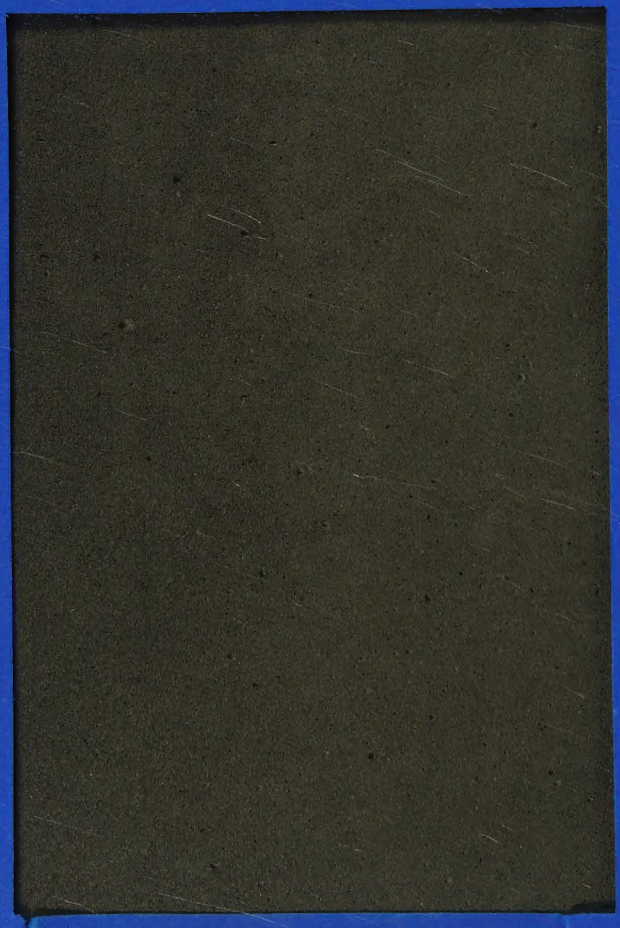
iPN



université paris – sud
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLEAIRE
B.P. N° 1 – 91406 - ORSAY – TEL. 941.51.10
laboratoire associé à l'IN2P3



THESE

présentée

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Claude JOURDAIN

Sujet : Diffusion quasi-libre $(p,p\alpha)$ à 157 MeV sur quelques noyaux pair - pair.

Soutenue le 19 mai 1976

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :
1649

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE **DE DOCTEUR** ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Claude JOURDAIN

Sujet de la Thèse : Diffusion quasi-libre (p,pα) à 157 MeV sur quelques noyaux pair-pair.

Soutenue le 19 mai 1976 **devant la Commission d'examen**

MM. M. RIOU — Président.

J.C. BIZOT
V. GILLET
M. GUSAKOW
P. RADVANYI
G. TIBELL

Examinateurs.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548102_0017

A mes premiers guides

En mémoire de mon Père ;
A ma Mère ;
A mon Instituteur .

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur J. TEILLAC qui m'accueillit au Laboratoire, ainsi qu'à Messieurs les Professeurs M. JEAN et M. RIOU qui m'ont permis d'y réaliser ce travail.

Je remercie également Madame le Professeur N. MARTY qui m'accepta comme Assistant dans son Equipe d'Enseignement et me permit d'y demeurer pendant toute la durée de ce travail.

C'est à Monsieur P. RADVANYI que je tiens à exprimer ma plus profonde gratitude pour m'avoir accepté au sein de son Equipe de Recherche et m'avoir constamment guidé au cours de ce travail. Je lui suis particulièrement reconnaissant des précieux instants qu'il ne m'a jamais refusés pour répondre à des questions quelquefois bien naïves.

Les expériences dont ce mémoire est issu n'ont pu être menées à bien qu'avec l'apport de chaque membre de l'Equipe, et je remercie Madame M. ROY-STEPHAN -notre source théorique- et Messieurs D. BACHELIER -notre liaison informatique-, J.L. BOYARD -notre habile métrologue-, et T. HENNINO -notre grand benjamin-, pour leur aide constante.

Je tiens à remercier également Messieurs Y. BISSON, P. LELONG et F. REIDE -champions de la technique mécanique et électronique-, R. DAVID-BOYER et J. MOMMEJAT -princes de la scintillation et des pressions-, ainsi que les différents Services Techniques de l'Institut de Physique Nucléaire, sans oublier les valeureuses Equipes de Conduite du Synchrocyclotron, de l'ensemble ARIEL de l'Institut et de l'UNIVAC du Centre d'Orsay.

Je remercie Madame M. BERNAS qui participa aux premières expériences et Monsieur C. DETRAZ qui engagea d'intéressantes discussions sur nos résultats. Je dois beaucoup à Messieurs les Professeurs O.M. BILANIUK et H.D. HOLMGREN pour les multiples conseils qu'ils m'ont donnés lors de leur séjour dans notre équipe. Que N.S. CHANT soit remercié pour nous avoir autorisés à employer son programme d'Analyse DWIA dont Monsieur le Professeur P.G. ROOS a bien voulu me dévoiler quelques secrets au cours de son séjour au Laboratoire.

J'adresse enfin tous mes remerciements à Madame S. BOUBY et Mademoiselle M. DORMEAU -fées du dessin-, à Messieurs G. BRIEUGNE et F. PLANCHE -magiciens de la pellicule-, ainsi qu'à Mademoiselle M. PARE et Madame D. BONNEAU -déesses de la mise en page et de la frappe-, sans qui ce mémoire ne serait jamais parvenu jusqu'à Madame J. THEVENEY -reine de la photocopie-, avant d'atteindre Madame G. TURLAN et Monsieur C. GRISAUD -jongleurs sur rotatives-.

Que Christiane et Guillaume, mes épouse et fils, me pardonnent les moments dont ce travail les a privés.

SOMMAIRE

Page

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - ARTICLES 5

A. ARTICLE 1. "QUASI-FREE (p,pα) SCATTERING ON ^{6}Li, ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca, ^{140}Ce AND ^{232}Th AT 156 MeV". 9

I - Introduction. 10

II - Experimental set-up. 11

III - Experimental data. 13

IV - Discussion. 13

B. ARTICLE 2. "QUASI-FREE (p,pα) SCATTERING ON ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca AND ^{58}Ni AT 157 MeV". 15

1. Introduction. 16

2. Experimental method and set-up. 19

2.1. The $(E^{*}, |\vec{q}_R|)$ map. 19

2.2. Choice of the experimental conditions. 20

2.3. Beam , monitoring and targets. 22

2.4. Detection, electronics and identification of alpha particles. 23

2.5. Experimental calibration. 23

2.6. Evaluation and analysis of the events. 24

3. Experimental results. 24

3.1. Averaged excitation energy spectra. 25

3.2. Elementary excitation energy spectra. 26

3.3. Distributions $d^3\sigma(q_R)$. 27

. The 0^+ ground states ; 29

. The 2^+ first excited states ; 31

. The '4.4 MeV' group of excited states for the ^{40}Ca target. 31

4. DWIA analysis. 31

5. Comparison of experiment with PWIA and DWIA. α spectroscopic factors. 36

5.1. Shapes. 36

. The 0^+ states ; 36

. The 2^+ states ; 36

5.2. The α spectroscopic factors. 37

6. Conclusions. 38

CHAPITRE II - COMPLEMENTS EXPERIMENTAUX 41

A. CONDITIONS CINEMATIQUES. 43

1. Equations de conservation. 43

2. Cas de la réaction coplanaire. 44

3. Couverture des espaces $(E^*, |\vec{q}_R|)$ et $\vec{q}_R(\theta_R)$. 46

a) Méthode générale employée. 46

b) Conditions particulières . 47

α) Expérience préliminaire ; 47

β) Mesures supplémentaires. 47

c) Ensemble des conditions de mesure. 48

B. DISPOSITIF EXPERIMENTAL. 48

1. Ensemble du dispositif - Détecteurs - Etalonnage. 48

2. Electronique. 56

a) Voie protons : électronique logique. 57

b) Voie alphas : électronique logique et linéaire. 57

3. Traitement informatique en ligne. 57

a) Mode d'acquisition. 58

b) Identification des alphas. 59

c) Séparation en temps. 59

d) Résultats bruts. 60

C. RESULTATS EXPERIMENTAUX. 60

1. Spectres élémentaires directs $d^4\sigma/dE_p\ d\Omega_p\ dE_\alpha\ d\Omega_\alpha$ en fonction de E_α ou de E^*. 60

2. Spectres $d^4\sigma/dE_p\ d\Omega_p\ dE_\alpha\ d\Omega_\alpha$ moyennés en $|\vec{q}_R|$. 61

3. Sections efficaces $d^3\sigma/dE_p\ d\Omega_p\ d\Omega_\alpha$ et facteurs spectroscopiques S_α. 63

CHAPITRE III - ANALYSE DWIA. 65

A. EXPRESSION DE $d^3\sigma/dE_p\ d\Omega_p\ d\Omega_\alpha$ POUR LES NOYAUX PAIR-PAIR. 67

1. Expression de l'amplitude réduite de transition T_{BA}. 68

a) Expression générale. 68

b) Factorisation de T_{BA} pour des noyaux A pair-pair. 70

2. Expression de $d^3\sigma(q_R)$ pour des noyaux pair-pair. 70

B. ANALYSE DWIA. 72

1. Distribution P(q). 72

a) Fonction d'onde de l'état lié $\phi^n_{\ell m}(\vec{r})$. 72

α) Potentiel de Woods-Saxon $U^{BS}_{WS}(r)$; 73

β) Potentiel coulombien $U^{BS}_{C}(r)$; 73

γ) Rôle du terme $\phi^n_{\ell m}(\vec{r})$. 74

b) Fonctions d'onde distordues. 75

α) Potentiel de Woods-Saxon $U^{DW}_{WS}(r)$; 75

β) Potentiel coulombien $U^{DW}_{C}(r)$; 75

γ) Effets du choix des potentiels optiques. 75

c) Résultats. 76

2. Section efficace de diffusion libre $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{p-\alpha}$. 84

3. Facteur cinématique F. 84

4. Facteur spectroscopique S_α et section efficace $d^3\sigma(q)$. 85

CHAPITRE IV - CALCUL DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES α DANS UNE DESCRIPTION SU(3). 87

A. DESCRIPTION SU(3) DES ETATS NUCLEAIRES. 89

1. Représentation générale d'un état de base à k nucléons. 90

2. Réduction de SU(ν). 90

a) Invariance de l'Hamiltonien ; réduction $SU(\nu) \supset SU(4) \times SU(6)$. 90

b) Partition $[f]$ *de* S_k. 91

c) Représentation $SU(6) \times SU(4)$. 91

3. Réductions possibles de SU(4) et SU(6). 92

a) Réduction $SU(4) \supset SU_S(2) \times SU_T(2)$. 92

b) Réductions $SU(6) \supset SU(3) \supset R(3)$. 93

α) *Réduction* $SU(6) \supset SU(3)$; 93

β) *Réduction* $SU(3) \supset R(3)$. 93

4. Caractérisation des états nucléaires. 94

B. DEVELOPPEMENT DE L'AMPLITUDE DE TRANSITION $A_{n\ell}(A \to B + \alpha)$. 95

1. Expression de $A_{n\ell}(A \to B + \alpha)$ dans le modèle en couches. 95

2. Développement de $A_{n\ell}(A \to B + \alpha)$ dans une description SU(3) des états nucléaires. 96

a) Coefficient de Talmi-Moshinsky. 96

b) Intégrale de recouvrement $\langle \varphi_\alpha \, \phi^n_\ell | \psi_\beta \rangle$. 97

c) Elément de matrice réduit $\langle \psi_A || \chi^+ || \psi_B \rangle$. 98

α) *Facteur* $A^R_{n\ell}$ *de Draayer.* 98

β) *Coefficient B de couplage d'isospin.* 99

γ) *Coefficient* $\langle k ||| \chi^+ ||| k-4 \rangle$. 99

γ.1. *Facteur D de Hecht ;* 99

γ.2. *Facteur C de Hecht .* 99

C. CALCUL DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES α. 101

1. Etats SU(3) purs. 101

2. Etats décrits en couplage intermédiaire. 103

3. Remarques sur les résultats obtenus. 104

CONCLUSION 105

REFERENCES 111

INTRODUCTION

"C'est ici un livre de bonne foi, lecteur [...]. Je l'ai voué à la commodité particulière de mes parents et amis [...].

Si c'eût été pour rechercher la faveur du monde, je me fusse mieux paré et me présenterais en une marche étudiée [...].

Mes défauts s'y liront au vif, et ma forme naïve, autant que la révérence publique me l'a permis".

MONTAIGNE

("Essais")

INTRODUCTION

La probabilité d'existence de sous-structures alpha dans les noyaux, notamment en surface, constitue l'un des problèmes les plus controversés de la structure nucléaire.

En 1961, D.H. Wilkinson proclamait [1] : "*All suggest that the surface is lumpy and that the lumpiness is alpha particles*". Les modèles dits à "clusters" [2], et en particulier les modèles à groupements α [3], reproduisent en effet assez bien les propriétés des noyaux jusqu'au début de la couche (2s-1d). Mais un modèle en couches réaliste [4] , modèle à particules indépendantes représenté en général avec mélange de configurations [5], prévoit des parentés α appréciables [6], conduisant A. Arima à déclarer en 1975 [7] : "*The clustering is enhanced even in states where the shell model works well*". Enfin, dans le cadre du modèle en couches, le modèle des "quartets" [8] met l'accent sur le rôle des corrélations à 4 nucléons (2p-2n) dans les noyaux.

De nombreuses expériences ont été réalisées, soit par le transfert de groupements de 4 nucléons (2p-2n) où le groupement α n'est pas réellement observé [9], soit par l'éjection de groupements de 4 nucléons (2p-2n) où l'alpha est observé [10,11], soit encore par l'étude des spectres γ de désintégration obtenus par réaction hadronique sur les noyaux [12]. Ces dernières expériences du type (π,...γ) [13], (K,...γ) [14], (p,...γ) [15], réalisant des mesures intégrales, conduisent à une analyse très indirecte ne pouvant exclure les cascades d'émissions séquentielles de protons et de neutrons (résultant des caractéristiques des niveaux des noyaux intermédiaires et finals). Les expériences de transfert réalisées jusqu'à maintenant sur les noyaux de la couche (2s-1d), du type (^{6}Li,d) [16], (^{16}O,^{12}C) [17] ("stripping") ou (d,^{6}Li) [18,19], (^{3}He,^{7}Be) [20,21] ("pick-up") , laissent apparaître de grandes différences dues notamment aux difficultés de l'analyse en Approximation de Born en Ondes Distordues (DWBA) à l'aide de potentiels optiques à portée finie [22]. Ces difficultés s'atténuent dans les expériences de diffusion quasi-libre, du type (e,e'α) [23], (p,pα) [24-28], (α,2α) [29,30] (où l'observation d'une particule α dans la voie de sortie n'implique cependant pas sa préexistence dans le noyau) lorsqu'on analyse les résultats en Approximation d'Impulsion en Ondes Distordues (DWIA). De plus, l'incertitude liée aux potentiels optiques employés est moins importante en (p,pα) qu'en

(α,2α), et des résultats appréciables ont déjà été obtenus pour les noyaux de la couche (1p) [24-27], où l'on a pu séparer les premiers états du noyau final, tandis que des résultats plus fragmentaires ont été fournis par quelques expériences réalisées sur des noyaux de la couche (2s-1d) [28].

C'est pour obtenir des informations sur la structure des noyaux pair -pair ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca de la couche (2s-1d), et de quelques noyaux plus lourds (^{58}Ni, ^{140}Ce, ^{232}Th), que nous avons réalisé à 157 MeV, auprès du synchrocyclotron d'Orsay, les expériences (p,pα) qui font l'objet de ce mémoire [31-34].

Ces expériences sur la réaction d'éjection (p,pα) ont été réalisées au voisinage des conditions de la diffusion élastique (p-α) que l'Approximation d'Impulsion [35] permet alors de mettre en facteur, faisant apparaître dans l'expression de la section efficace $d^3\sigma/dE_p\, d\Omega_p\, d\Omega_\alpha$ (à un facteur cinématique près), le facteur de structure lié à la probabilité de présence de sous-structures α dans le noyau ayant la réaction. Ce facteur ne dépend que de la quantité de mouvement $\vec{q}_R$ du noyau de recul, $\vec{q}_R$ ayant dans l'Approximation d'Impulsion une valeur opposée à $\vec{q}$, quantité de mouvement (dans le noyau initial) du centre de masse des 4 nucléons devant ensuite former l'alpha dans la voie de sortie.

L'allure des distributions $d^3\sigma(\vec{q}_R)$ au voisinage de $\vec{q}_R = \vec{0}$ permet de s'assurer du mécanisme de la réaction : une expulsion d'un groupement α dans un état de moment angulaire orbital $L = 0$ dans le noyau initial donne, dans la transition "fondamental $0^+ \rightarrow$ fondamental 0^+", un maximum à $\vec{q}_R = \vec{0}$; un état de $L = 2$ doit donner, dans la transition "fondamental $0^+ \rightarrow$ état excité 2^+", un minimum à $\vec{q}_R = \vec{0}$. Une analyse en DWIA [36] permet d'extraire les facteurs spectroscopiques alpha (S_α) correspondants, autorisant ainsi leur comparaison (en valeur absolue et en valeur relative) aux S_α calculés à partir du modèle en couches (pour lequel nous avons utilisé la description SU(3) sans et avec mélange de représentations).

Notre premier chapitre est composé d'articles relatifs aux expériences réalisées d'abord à un stade exploratoire sur des noyaux allant du ^{6}Li au ^{232}Th [31,32], puis de façon complète sur les trois noyaux ^{24}Mg, ^{28}Si et ^{40}Ca de la couche (2s-1d) [33,34]. Les informations concernant le mécanisme de réaction et la structure du noyau y sont présentées dans la discussion des résultats obtenus.

Le second chapitre, consacré à la partie expérimentale, décrit de façon plus précise la cinématique de l'expérience et les procédés d'acquisition et de dépouillement des données.

Le troisième chapitre concerne l'Analyse en Approximation d'Impulsion employée pour extraire les facteurs spectroscopiques S_α à l'aide du programme d'analyse en DWIA de N.S. Chant [37].

Enfin, le quatrième chapitre présente le mode de calcul de ces facteurs spectroscopiques, à partir d'une description SU(3) des états nucléaires [38], sans et avec mélange de représentations.

CHAPITRE I

ARTICLES

"Ce qui caractérise le philosophe et le distingue du vulgaire, c'est qu'il n'admet rien sans preuve, qu'il n'acquiesce point à des notions trompeuses et qu'il pose exactement les limites du certain, du probable et du douteux ; [...].

Il aime beaucoup mieux faire l'aveu de son ignorance toutes les fois que le raisonnement et l'expérience ne sauraient le conduire à la véritable raison des choses".

DIDEROT

("Encyclopédie")

Une expérience exploratoire [31,32] nous a permis d'étudier les variations de la section efficace expérimentale $\frac{d^3\sigma}{dE_p\ d\Omega_p\ d\Omega_\alpha}$ correspondant à la région de basse énergie d'excitation ($E^* < 5$ MeV) du noyau de recul, pour une gamme assez étendue de noyaux cible allant du ^{6}Li au ^{232}Th. Les valeurs de la quantité de mouvement correspondant au fondamental du noyau final étaient fixées à 0 et 90 MeV/c. Les résultats obtenus, présentés dans le premier article [32] de ce chapitre, montrent une dépendance en section efficace compatible avec $A^{2/3}$, correspondant à une réaction de surface. Pour les 3 noyaux de la couche (2s-1d) étudiés (^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca), une forte contribution du processus de "knock-out" de particules α dans l'état $L = 0$ est décelée ; la section efficace est alors 2 ordres de grandeur en-dessous de celle correspondant au ^{6}Li, le ^{28}Si présentant des valeurs plus faibles que les 2 autres noyaux de la couche, en accord avec certaines prévisions théoriques [39].

D'autres expériences [33,34] ont alors été réalisées sur les 3 noyaux considérés de la couche (2s-1d), et sur le ^{58}Ni (où des résultats sur l'absorption de pions [13] pouvaient éventuellement, selon l'interprétation retenue, laisser prévoir une forte parenté α). Les conditions expérimentales et les résultats obtenus sont décrits dans le second article présenté dans ce chapitre [34]. Des spectres en énergie d'excitation ont été extraits de plusieurs mesures couvrant une carte en $(E^*, |\vec{q}_R|)$ allant de 0 à 20 MeV en énergie d'excitation E^* du noyau de recul, et de 0 à 220 MeV/c en quantité de mouvement de recul pour ce noyau. Les distributions en quantité de mouvement de recul ont été obtenues pour les états fondamental 0^+ et premier excité 2^+ des noyaux ^{20}Ne, ^{24}Mg et ^{36}A, et aussi pour les états à 4,4 MeV (principalement 4^+) de ^{36}A. Les facteurs spectroscopiques alpha extraits par analyse DWIA sont environ 3 fois plus grands que ceux correspondant à une description SU(3) des noyaux ; cependant l'accord en valeur relative est assez bon. Une différence notable dans les résultats entre les distributions expérimentales et DWIA correspondant aux états 2^+ semble due à d'autres mécanismes de réaction. Enfin, les sections efficaces pour ^{58}Ni sont un ordre de grandeur en-dessous de celles des noyaux de la couche (2s-1d), contrairement à certaines prévisions théoriques [40], la réaction (p,pα) paraissant conduire principalement à des états excités du ^{54}Fe.

A. ARTICLE 1

"QUASI-FREE (p,pα) SCATTERING ON ^{6}Li, ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca, ^{140}Ce AND ^{232}Th AT 156 MeV".

D. Bachelier, M. Bernas, O.M. Bilaniuk,
J.L. Boyard, J.C. Jourdain and P. Radvanyi.

Physical Review, C7 (1973)

Reprinted from:
PHYSICAL REVIEW C VOLUME 7, NUMBER 1 JANUARY 1973

Quasifree $(p, p\alpha)$ Scattering on ^{6}Li, ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca, ^{140}Ce, and ^{232}Th at 156 MeV

D. Bachelier, M. Bernas, O. M. Bilaniuk,* J. L. Boyard, J. C. Jourdain, and P. Radvanyi
Institut de Physique Nucléaire, 91-Orsay, France
(Received 24 July 1972)

Knockout of α particles by 156-MeV protons from ^{6}Li, ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca, ^{140}Ce, and ^{232}Th has been used to investigate the A dependence of α clustering in nuclei. Protons and α particles were detected in coincidence under conditions of quasifree scattering. Corresponding reaction cross sections were measured. Cross sections for ^{24}Mg and ^{40}Ca were found to be about 2 orders of magnitude lower than for ^{6}Li. The cross section for ^{28}Si was found to be about 3 times lower than that for ^{24}Mg and ^{40}Ca. Upper limits of the integrated cross sections for ^{140}Ce and ^{232}Th are still compatible with a $A^{2/3}$ dependence of the α knockout process.

I. INTRODUCTION

The quasifree $(p, p\alpha)$ reaction provides a convenient approach for investigating the parentage of α clusters in target nuclei. Recent interest in this information is due to its relevance to the new α-particle models[1] and also to the question of existence of quartets in nuclear structure.[2]

The problem of four-nucleon structures in nuclei is also being approached by means of reactions such as $(d, ^{6}\mathrm{Li})$, $(^{3}\mathrm{He}, ^{7}\mathrm{Be})$, $(^{12}\mathrm{C}, ^{16}\mathrm{O})$, etc.[3] However, the relative complexity of the projectiles and the outgoing particles, and of the reaction mechanism, complicates the interpretation of such data. By comparison, the quasifree $(p, p\alpha)$ knockout can be considered a "clean" process, directly interpretable in terms of the parentage of α-particle structures in target nuclei within the framework of impulse approximation.[4]

Unfortunately, the $(p, p\alpha)$ cross sections are generally low and consequently the experiments are not easy to perform. No coincidence data were available, to our knowledge, on the quasifree $(p, p\alpha)$ knockout process for targets having

Z greater than 8.[5] The aim of the present experiment was to investigate targets with Z higher than used heretofore, and thus to initiate the investigation of the A dependence of α clustering in nuclei. With exception of the ^{6}Li reference target,[6] the targets chosen for the present investigation were all of the even-even type: ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca, ^{140}Ce, and ^{232}Th. The purpose of this measurement was to gain a glimpse of the trends of the α parentages across the Periodic Table, rather than to achieve definitive statistical accuracy.[7]

II. EXPERIMENTAL SETUP

The experiment was carried out by means of the "stochastically" extracted 156-MeV beam of the Orsay synchrocyclotron. The beam intensity had to be limited to about 10 nA to avoid pileups and to keep accidental coincidences down to a tolerable value. Accidental coincidences constituted the major limiting factor and are the prime cause of the statistical uncertainties of the data.

Two opposing factors have influenced the choice of kinematic conditions of the measurements. Because the cross section decreases rapidly as the proton angle increases, and because the accidental coincidence rates become prohibitively high for small α angles, the proton angle had to be chosen as small as possible. On the other hand, for small proton angles the energy of the knocked out α cluster becomes too small. As a compromise, the proton angle was fixed at 60°. In this way, the mean cutoff energy of the detected α particles of ~18 MeV was achieved. This implies that an excitation energy of ~15 MeV in the residual nuclei could be reached.

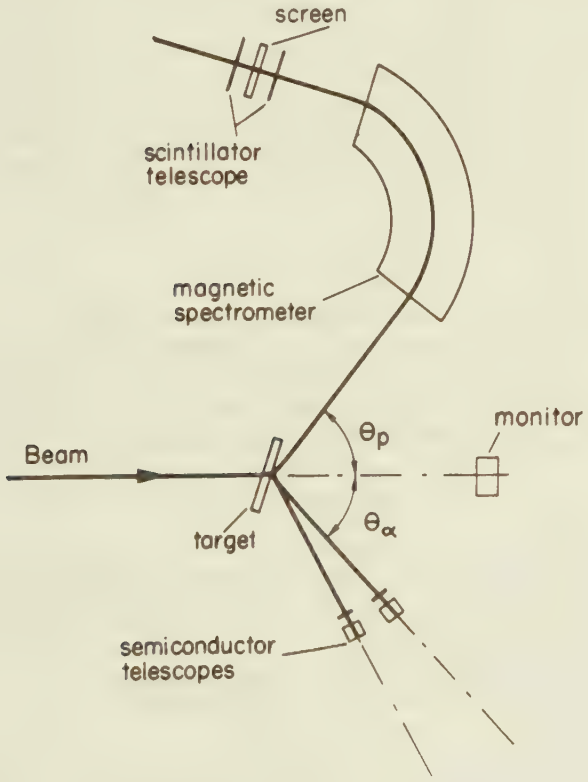


FIG. 1. Schematic diagram of the experimental arrangement. The magnetic spectrometer is a 120° bending magnet with effective radius of 170 cm.

The energy and the angle of the quasifree scattered protons were fixed and matched for zero-recoil conditions. Protons were identified and detected by a magnetic spectrometer followed by two coincident scintillation counters placed one behind the other and separated by an absorber which would stop particles less penetrating than protons. The scintillators of this system were plastic slabs 2 mm thick. The proton pulses served as coincidence gates for counting of the properly delayed α pulses. The α pulses originated in a ΔE-E solid-state particle-identification system placed at an angle corresponding to zero-recoil momentum of the residual nucleus. The corresponding solid angle was 1.26×10^{-3} sr. A second α identification system was located 10° off towards higher angles from the first α telescope. It also operated in coincidence with the proton pulses. The α telescopes were composed of 100-μ-thick silicon surface-barrier ΔE detectors and 1-mm-thick silicon surface-barrier E detectors cooled by Peltier cells. The accidental counting rate was recorded by delaying the α pulses additionally by three rf periods of the machine. The over-all resolving time of the proton-α coincidences was on the order of 70 nsec.

Data were processed "on line" by means of an IBM 360-50 computer which assured proper identification of α particles on 256×256 ΔE-E matrices. The two-dimensional printout of the true and the accidental coincidences could be obtained at any time for either of the two α telescopes. The layout of the experiment is shown in Fig. 1.

TABLE I. Specifications of targets. All targets were self-supporting.

Target	Enrichment (%)	Thickness (mg/cm^2)
^{6}Li	99.3	9.6
^{24}Mg	99.6	15.4
^{28}Si	Natural (92.2)	12.1
^{40}Ca	Natural (96.9)	12.6
^{140}Ce	Natural (88.5)	28.6
^{232}Th	Natural (100)	79.1

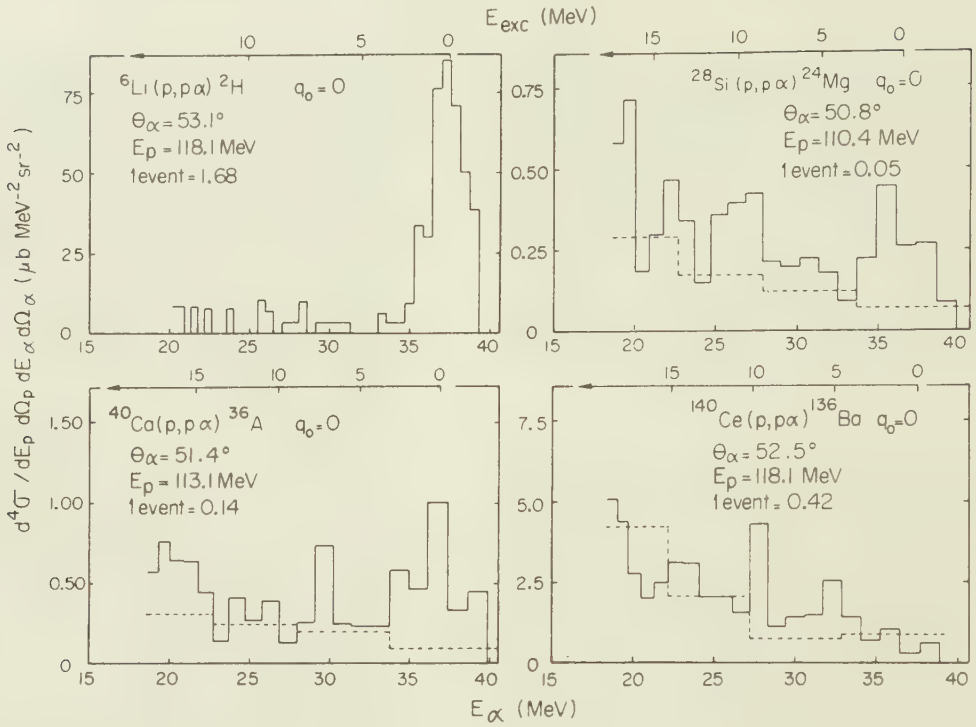


FIG. 2. Coincidence spectra of $d^4\sigma/dE_p d\Omega_p dE_\alpha d\Omega_\alpha$ versus E_α (and versus excitation energy E_{exc} of the recoil nucleus) for ^{6}Li, ^{28}Si, ^{40}Ca, and ^{140}Ce corresponding to a recoil of $q = 0$ of the residual nucleus in its ground state. The proton lab angle was $\theta_p = 60°$. The corresponding proton energy E_p is indicated next to each spectrum along with the corresponding α angle θ_α. Calibration for one event is given in units μb MeV^{-1} sr^{-2}.

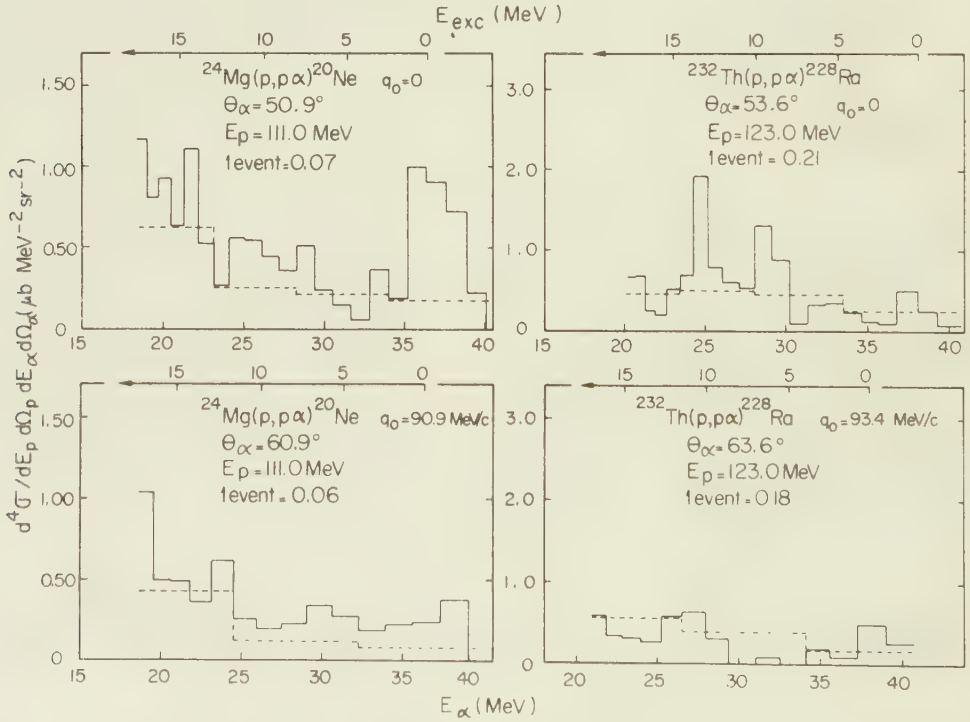


FIG. 3. Coincidence spectra of $d^4\sigma/dE_p d\Omega_p dE_\alpha d\Omega_\alpha$ vs E_α (and vs E_{exc}) for ^{24}Mg and ^{232}Th. The top and bottom spectra correspond to recoil momenta of $q = 0$ and $q = 91$ MeV/c, respectively. The $q = 0$ and $q = 91$ MeV/c conditions apply to the residual ground state only.

The ^{6}Li$(p, p\alpha)$ reaction[6] served as a control experiment for lining up the apparatus and for calibration of energies and time delays. Moreover, measurements on this reaction were extended to new kinematic conditions so that complementary information on this reaction was obtained.

The properties of targets used in this experiment are listed in Table I. The half-thicknesses of targets were chosen to give an energy loss on the order of 1.2 MeV for 32-MeV α particles, except for ^{232}Th, where it was 3.5 MeV.

III. EXPERIMENTAL DATA

Sample spectra of $d^4\sigma/dE_p d\Omega_p dE_\alpha d\Omega_\alpha$ versus E_α are shown in Figs. 2 and 3. Spectra are shown for ^{6}Li, ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca, ^{140}Ce, and ^{232}Th. All of the spectra in Fig. 2 and the two top spectra in Fig. 3 correspond to the $q = 0$ recoil condition. The two bottom spectra in Fig. 3 were taken with the second α telescope, corresponding to a recoil momentum of $q \sim 91$ MeV/c. The $q = 0$ and the $q = 91$ MeV/c conditions apply to the residual ground state only. Higher excitations lead to somewhat different recoil momenta.

Integrated values of the cross sections are listed in Table II. The observational limit for the ^{140}Ce and the ^{232}Th measurements is poorer than for the first four targets for the following reason. A heavy target chosen so as to give the same energy loss for α particles as a given light target, will contain fewer nuclei per cm^2 than the light target. The counting rate for a given differential cross section would then be smaller for the heavier target, giving rise to a larger statistical error.

IV. DISCUSSION

Our data confirm the exceptionally high $\langle \alpha + d | {}^6\text{Li} \rangle$ parentage. The cross section for the ^{6}Li$(p, p\alpha)d$ reaction is almost 2 orders of magnitude higher than that for the s-d nuclei investigated. The peak in the ^{6}Li$(p, p\alpha)d$ spectrum in Fig. 2 corresponds to a bound recoiling deuteron. The tail on the left-hand side of this peak should correspond to the ^{6}Li$(p, p\alpha)pn$ reaction channel. The ^{6}Li$(p, p\alpha)$ reaction cross section was measured at $\theta_p = 45°$ and $\theta_p = 60°$. The corresponding cross sections are 0.827 ± 0.065 and 0.224 ± 0.023 mb/sr^2 MeV, respectively. When compared to the elastic $p + \alpha$ scattering data[8] for these angles (corrected for the difference in incident energy and proton momentum transfer), the ratio of quasielastic cross sections for 45 and 60° is lower by a factor of about 0.7 than the same ratio in the elastic case. At $q = 91$ MeV/c the ^{6}Li$(p, p\alpha)d$ cross section becomes very small. At 45°, the p-α angular correlation falls to half its maximum value in less than $\Delta\theta_\alpha = 5°$. Half of the maximum value is also reached at about 3.5 MeV off the $q = 0$ condition which occurs at $E_p = 132.37$ MeV. Our data thus confirm that the momentum distribution of α clusters is narrower in ^{6}Li than in other nuclei.[4-6]

For each of the s-d nuclei investigated, we see a peak in the ground-state region of the residual nucleus. Besides the ground state, this peak may involve excitations of up to 3 or 4 MeV in the residual nucleus. This peak is particularly prominent in the s-d nuclei studied, in which the outermost neutrons and the outermost protons forming the α particle belong to the same outer shell. The importance of higher excitations may be somewhat different than the present data suggest: The kinematic constraints imposed by the positioning of the detectors insured $q = 0$ only for the ground state of the recoil nucleus. The ^{28}Si target shows a cross section which is about 3 times smaller than that of ^{24}Mg or of ^{40}Ca. This implies that the parentage $\langle \alpha + \Sigma\, {}^{24}\text{Mg (lower states)} | {}^{28}\text{Si (g.s.)} \rangle$ is substantially smaller than the corresponding coefficients for the other two nuclei. This is not in disagreement with recent ideas on the α structure of s-d nuclei.[9]

The counting rate of the second p-α coincidence system (10° off the $q = 0$ condition) was of the order of 40% of the first system. This allows the conclusion that the contribution to the knockout pro-

TABLE II. Integrated cross sections in μb MeV^{-1} sr^{-2} corresponding to (a) low-lying states of the residual nucleus with excitation energies E_{exc} from 0 to 5 MeV; (b) states of the residual nucleus with E_{exc} from 5 to 15 MeV. The conditions $q = 0$ and $q = 91$ MeV/c hold only for the ground-state transition. For ^{140}Ce and ^{232}Th targets, integration was carried out over E_{exc} from 0 to 15 MeV.

Target		^{6}Li	^{24}Mg	^{28}Si	^{40}Ca	^{140}Ce	^{232}Th
$q = 0$	(a)	224 ± 23	3.1 ± 0.5	1.1 ± 0.3	2.9 ± 0.8	8.4 ± 4.0	7.5 ± 7.2
	(b)		2.1 ± 0.6	1.4 ± 0.5	1.2 ± 0.9		
$q \simeq 91$ MeV/c	(a)		1.0 ± 0.4	≤ 0.6	1.2 ± 0.5	≤ 2.3	≤ 1.5
	(b)		1.5 ± 0.7	≤ 0.4	1.6 ± 1.0		

cess of α particles of $L=0$ is considerable.

The variation of the cross section for the α-knockout process between our group of s-d target nuclei and the two heavier target nuclei is still compatible with an $A^{2/3}$ dependence, if account is taken of the statistical limits of this experiment. However, such a simple surface dependence provides only a very rudimentary description of the knockout process. It is quite clear that experimental results with improved statistics should be compared with detailed parentage calculations taking into account the different shells to which the outer neutrons and protons may belong.

An interesting question concerns the existence of quasifree processes involving the knockout of α particles from inner shells of nuclei: The observation of such a process would have direct bearing on the internal structure of nuclei. This type of experiment may be within the reach of the high-resolution medium-energy accelerators that are just now becoming fully operational.

It is a pleasure to acknowledge the efficient technical help of M. Y. Bisson, P. Lelong, and F. Reide. We also wish to thank the IBM computer team and the synchrocyclotron operator crew for their constant cooperation.

---

*National Science Foundation Science Faculty Fellow on leave from Swarthmore College, Swarthmore, Pennsylvania.

[1]See, for example, Y. Abgrall and E. Caurier, J. Phys. (Paris) 32, C6-63 (1971); P. S. Hauge, S. A. Williams, and G. H. Duffey, Phys. Rev. C 4, 1044 (1971), and references therein.

[2]M. Danos and V. Gillet, Z. Physik 249, 294 (1972); H. Faraggi, J. Phys. (Paris) 32, C6-25 (1971).

[3]R. L. McGrath, D. L. Hendrie, E. A. McClatchie, B. G. Harvey, and J. Cerny, Phys. Letters 34B, 288 (1971); C. Détraz, C. D. Zafiratos, C. E. Moss, and C. S. Zaidins, Nucl. Phys. A177, 258 (1971), and references therein.

[4]V. V. Balashov, A. N. Boyarkina, and I. Rotter, Nucl. Phys. 59, 417 (1964); D. F. Jackson, Nuovo Cimento 40B, 109 (1965); G. Jacob and T. A. J. Maris, Rev. Mod. Phys. 38, 121 (1966); D. F. Jackson, Adv. Nucl. Phys. 4, 1 (1971).

[5]A. N. James and H. G. Pugh, Nucl. Phys. 42, 441 (1963); B. Gottschalk and S. L. Kannenberg, Phys. Rev. C 2, 24 (1970).

[6]C. Ruhla, M. Riou, M. Gusakov, J. C. Jacmart, M. Liu, L. Valentin, Phys. Letters 6, 282 (1962); D. Bachelier, Thèse, Université Paris-Sud, Orsay, 1971 (unpublished).

[7]D. Bachelier, M. Bernas, O. M. Bilaniuk, J. L. Boyard, J. C. Jourdain, and P. Radvanyi, J. Phys. (Paris) 33, 121 (1972); P. Radvanyi, J. Phys. (Paris) 33, 141 (1972).

[8]A. M. Cormack, J. N. Palmieri, N. F. Ramsey, and R. Wilson, Phys. Rev. 115, 599 (1959); A. H. Cromer and J. N. Palmieri, Ann. Phys. (Paris) 30, 32 (1964).

[9]G. Ripka, private communication.

B. ARTICLE 2

"QUASI-FREE (p,pα) SCATTERING ON ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca AND ^{58}Ni AT 157 MeV".

D. Bachelier, J.L. Boyard, T. Hennino,
H.D. Holmgren, J.C. Jourdain,
P. Radvanyi, P.G. Roos and M. Roy-Stephan.

Nuclear Physics, A268 (1976)

2.B: 2.I.

Nuclear Physics **A268** (1976) 488–512, © *North-Holland Publishing Co., Amsterdam*

Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

QUASI-FREE (p, pα) SCATTERING ON ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca AND ^{58}Ni AT 157 MeV

D. BACHELIER, J. L. BOYARD, T. HENNINO, H. D. HOLMGREN †, J. C. JOURDAIN ††, P. RADVANYI, P. G. ROOS † and M. ROY-STEPHAN

Institut de Physique Nucléaire, BP no. 1, 91406 Orsay (France)

Received 24 February 1976

Abstract: Sixfold energy spectra have been measured for the (p, pα) reaction at 157 MeV on ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca and ^{58}Ni around quasi-free kinematic conditions. For the three s-d shell nuclei the experiment covered a map ranging from 0 to 220 MeV/c in recoil momentum and from 0 to 20 MeV in excitation energy of the final nucleus. Recoil momentum distributions have been obtained for the 0^+ ground state and the 2^+ first excited state of ^{20}Ne, ^{24}Mg and ^{36}Ar, and also for the states around 4.4 MeV (mainly 4^+) of ^{36}Ar. The α spectroscopic factors extracted by a DWIA analysis are about three times larger than those predicted by the SU(3) model; however, they agree quite well in relative magnitude for a number of cases. The disagreement in shape between experiment and theory observed at low recoil momentum for the 2^+ states might result from another reaction mechanism. The cross sections for ^{58}Ni are about a factor of ten smaller than those for ^{40}Ca. The ^{58}Ni(p, pα)^{54}Fe reaction seems to lead mainly to excited states of the final nucleus.

E

NUCLEAR REACTIONS ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca, ^{58}Ni(p, pα), $E = 157$ MeV; measured $\sigma(E_p, E_x, \theta_p, \theta_x)$; deduced reaction mechanism, extracted α spectroscopic factors, compared with SU(3) predictions. Enriched ^{24}Mg and ^{58}Ni targets.

1. Introduction

For some time, the possible α-structure of nuclei has been one of the intriguing problems of nuclear structure. Cluster models, especially α-particle models for light nuclei, have been devised and numerous calculations have been carried out. It has often been stated that the observation of α-particles emerging from a nucleus does not mean that these α-particles exist as such inside the nucleus. A realistic shell model does predict non negligible α-parentages [1]). The recent quartet description [2]) stresses the importance of 2p2n groups inside nuclei. Moreover, it has been suggested [3]) that the surface of nuclei might be particularly rich in α-particle like structures.

In order to obtain more quantitative information on α-clustering in nuclei, we have chosen to study the (p, pα) reaction on several doubly even nuclei in the region of the kinematic conditions corresponding to free p-α scattering. Similar information

† On leave from University of Maryland, Department of Physics and Astronomy, College Park, Maryland, USA.

†† This work is part of the Doctorat d'Etat thesis of J. C. Jourdain (Université Paris-Sud, Centre d'Orsay), 1976.

may also be obtained from other reactions. For example 2p2n transfer reactions are complementary to the quasi-free (p, pα) reaction; however, their analysis is somewhat more involved, requiring the use of finite range and heavy ion optical potentials. Recently, attention has also focused on measurements of γ-ray spectra associated with absorption of pions, kaons and high energy protons in nuclei [4]; however, in such integral measurements, the analysis is much more indirect and cannot exclude cascades of sequential proton and neutron emissions resulting from the characteristics of the levels of the intermediate and final nuclei.

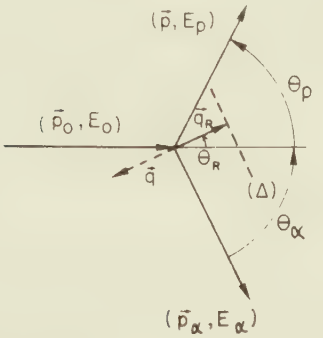


Fig. 1. Kinematics of the (p, pα) reaction. The subscripts 0, p, α, R correspond to the incoming proton, the outgoing proton, the outgoing α-particle and the recoil nucleus respectively. The endpoint of q_R follows a straight line Δ parallel to the direction of p_α.

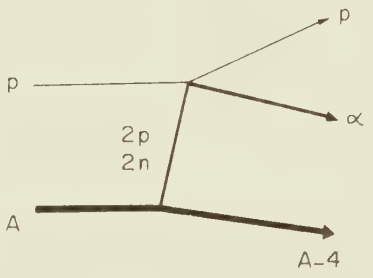


Fig. 2. First order diagram for the quasi-free (p, pα) reaction.

The kinematic conditions for a (p, pα) reaction are represented in fig. 1. Energy and momentum conservation can be written as

$$E_s = E^* + Q = E_0 - E_p - E_\alpha - E_R, \tag{1a}$$

$$q_R = p_0 - p - p_\alpha, \tag{1b}$$

where E_s is the separation energy of the knocked-out α-particle; the subscript R denotes the recoil nucleus; E^* is the excitation energy of the recoil nucleus. The other notation is given in fig. 1.

In the plane wave impulse approximation (PWIA) one has $q = -q_R$, where q is the momentum of the c.m. of the four knocked-out nucleons in the target nucleus before the interaction. The quasi-free (p, pα) reaction can be then visualized by the diagram shown in fig. 2.

In a coplanar geometry, coincidence measurements lead to the cross sections $d^4\sigma/d\Omega_p d\Omega_\alpha dE_p dE_\alpha$. The two most interesting variables are E^* (or E_s) and q_R. If one further integrates in energy over the width of a specific final state of the recoil nucleus, one can write in PWIA, assuming that the group 2p2n in the diagram of fig. 2 has

characteristics very close to those of a free α-particle [1,5]),

$$d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_x dE = K\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}\right]_{free\,(p+\alpha)} \sum_{N,L} S_{NL} P_{NL}(q), \tag{2}$$

where K is a kinematic factor; $[d\sigma/d\Omega]_{free\,(p+\alpha)}$ is the free p-α elastic cross section [6]) in kinematic conditions as "close" as possible to those of the (p, pα) reaction, which involves the usual ambiguities of the impulse approximation; S_{NL} is a spectroscopic factor corresponding to an α-cluster with quantum numbers N, L in the initial nucleus, and $P_{NL}(q)$ is the normalized momentum distribution of this α-cluster. There will be only one value of L if the target nucleus has $J = 0$.

If no distortion were present, we would be able to extract S_{NL} directly from the experimental data by performing the integral $4\pi S_{NL}\int P_{NL}(q)q^2 dq$. However, there is always distortion, and one measures a distorted momentum distribution. Thus a more sophisticated theoretical treatment such as the DWIA [7,8]) is necessary to extract S_{NL}. An alternative to the DWIA is the separate calculations of graphs of higher order [9]) than the one shown in fig. 2.

In the (p, pα) experiment two kinds of distributions are measured:

(a) Total energy spectra or excitation energy spectra of the residual nucleus (which are related by expression (1a)) corresponding to a certain interval of $|\boldsymbol{q}_R|$ in order to identify the final states of the recoil nucleus.

(b) Recoil momentum distributions for the various final states, for kinematic conditions around $\boldsymbol{q}_R = \boldsymbol{0}$.

If the leading reaction mechanism is the one represented in fig. 2, one expects these momentum distributions to show, near $\boldsymbol{q}_R = \boldsymbol{0}$, a maximum for $L = 0$ and a minimum for $L \neq 0$. This measurement of the momentum distribution can be performed by varying θ_α or θ_p (angular correlation), or by varying the ratio E_p/E_α (energy sharing). In the choice of the kinematic conditions, outgoing α-particles (or protons) should have enough energy in order to minimize the possible sequential mechanisms. To achieve this, the incident energy has to be sufficiently high. Experimental data of this type provide information on the reaction dynamics, and a DWIA analysis should permit the extraction of the spectroscopic factors which can then be compared with the predictions of nuclear models.

One might raise the question as to whether the quasi-free scattering formalism should be extended to situations where the four knocked-out nucleons did not have the characteristics of a free α-particle in the target nucleus [10]). In this case, the summation in expression (2) must be extended and the appropriate spectroscopic factors and $P(q)$ distributions included. In addition, the free p-α elastic cross section must then be replaced, inside the summation, by a corresponding inverse inelastic (break-up) cross section. If the internal quantum numbers of the group of four nucleons (in the intermediate state of fig. 2) are different from $J = 0$, $T = 0$ inside the initial nucleus, this might be identified through the quantum numbers of the states excited in the final nucleus.

Relatively few experiments have been performed on (p, pα) scattering. Some of these have been done at low energies or have been restricted to 1p shell nuclei [11]). The (p, pα) cross section drops by about two orders of magnitude from ^{6}Li to ^{24}Mg at 157 MeV [ref. [12])]. Up to now, the higher energy experiments did not resolve the individual final states [13]).

A previous quasi-free (p, pα) scattering experiment [12]), performed for a limited set of kinematic conditions, gave us some energy spectra and reaction cross sections for the α knock-out process. However, the recoil momentum varied continuously along each energy spectrum. Thus we extended our detection system in order to cover kinematically not only two strips in the (E^*, $|q_R|$) space, but a map ranging from 0 to 20 MeV in E^* and from 0 to 220 MeV/c in $|q_R|$, for three 4n target nuclei of the s-d shell (^{24}Mg, ^{28}Si and ^{40}Ca) and one heavier doubly even target nucleus (^{58}Ni).

2. Experimental method and set-up

2.1. THE (E^*, q_R) MAP

A combination of the energy sharing and the angular correlation methods, with five detector telescopes (two for the alphas and three for the protons) was used in order to obtain six simultaneous spectra. The experimental set-up is presented in fig. 3. The θ_p angle, the two θ_α angles and the three E_p energies where fixed for each measurement. The θ_α angles and the distances between the proton detectors in the focal plane of the magnetic spectrometer were set so as to obtain an experimental

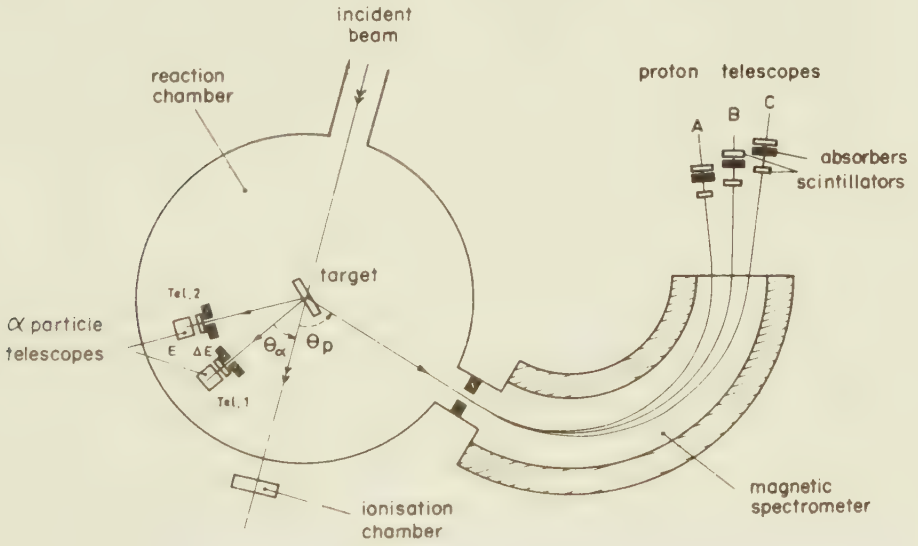


Fig. 3. Experimental set-up.

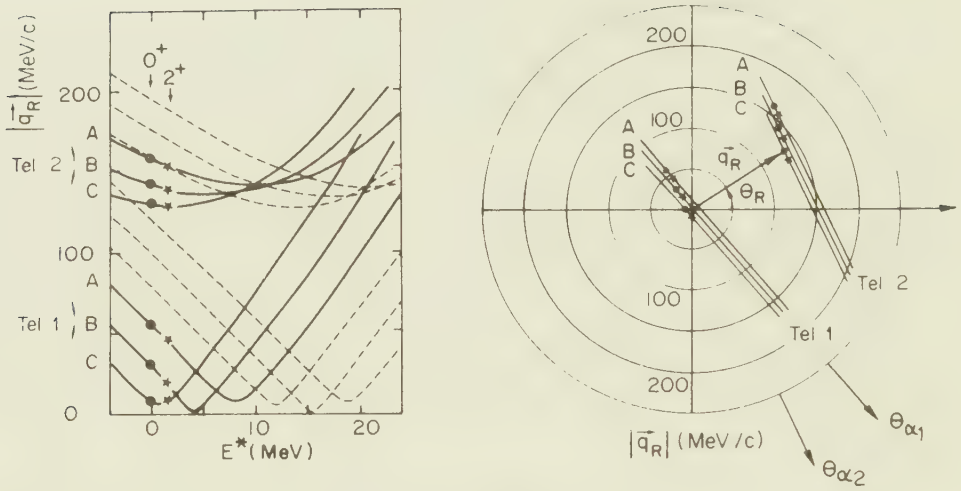


Fig. 4. The $|q_R|(E^*)$ and $q_R(\theta)$ representations for the ^{28}Si(p, pα)^{24}Mg measurements. The notations A, B, C, Tel 1 and Tel 2 correspond to the telescopes shown in fig. 3; θ_{α_1} and θ_{α_2} give the directions of p_α for Tel 1 and Tel 2 respectively. The solid curves correspond to measurement 1; the 0^+ ground state and the 2^+ first excited state are indicated by circles and stars respectively; on the $(E^*, |q_R|)$ map, dashed lines correspond to measurement 2. See also table 1.

value every 25 to 30 MeV/c at constant E^*, and the experimental points close to $|q_R| = 0$ every 4 MeV in E^*.

With two such sixfold measurements, we covered the $(E^*, |q_R|)$ map for each target. Such a map is shown in fig. 4 for ^{28}Si. Each curve corresponds to an elementary energy spectrum; i.e., a combination of one proton and one α-detector. The slope of each $|q_R|(E^*)$ kinematic curve is related to the recoil angle θ_R. Thus, we notice in the polar coordinate representation (fig. 4) that the recoil direction changes drastically for spectra corresponding to small $|q_R|$ values. Curves with opposite slopes at the same $(E^*, |q_R|)$ point provide information on the symmetry of the quasi-free scattering process about $q_R = 0$.

2.2. CHOICE OF THE EXPERIMENTAL CONDITIONS

For a fixed θ_p angle, the E_p energies were chosen so as to include in each telescope 1 spectrum the $|q_R| \approx 0$ condition for selected values of E^*. Because of the relatively small variations in E_p during the experiment, the momentum transferred to the scattered proton was nearly constant. Since in the impulse approximation (PWIA or DWIA) the quasi-free cross section should be proportional to the free cross section, one may tend to decrease θ_p in order to have sizeable counting rates. However, this leads to a decrease in E_α and an increase in distortion effects. It also increases the importance of sequential processes which were noticed in our previous experimental spectra [12]) for high excitation energies and large $|q_R|$ values. We also needed to cover

TABLE 1

Kinematic characteristics of the various measurements

Sixfold measurement number	$^{40}Ca(p, p\alpha)^{36}Ar$						$^{24}Mg(p, p\alpha)^{20}Ne$					$^{28}Si(p, p\alpha)^{24}Mg$				
	θ_p	θ_α	E_p	$q_R(0^+)$	$q_R(2^+)$	q_R("4.4")	θ_p	θ_α	E_p	$q_R(0^+)$	$q_R(2^+)$	θ_p	θ_α	E_p	$q_R(0^+)$	$q_R(2^+)$
1	60.0	50.6	105.8	−56	−43	−27	60.0	50.1	103.8	−56	−45	60.0	50.0	103.3	−56	−47
			109.3	−30	−17	+2			107.2	−30	−19			106.6	−30	−21
			112.7	−8	+12	+30			110.6	−8	+10			110.0	−8	+9
		65.6	105.8	−160	−154	−148		64.8	103.8	−156	−151		65.0	103.3	−158	−155
			109.3	−143	−139	−136			107.2	−140	−136			106.6	−142	−140
			112.7	−131	−129	+130			110.6	−127	−126			110.0	−130	−129
2	60.0	48.0	95.3	−128	−116	−101	60.0	47.9	91.9	−136	−127	60.0	47.5	93.6	−121	−113
			98.4	−107	−95	−80			95.0	−116	−106			96.6	−101	−93
			101.5	−86	−74	−58			98.1	−95	−85			99.7	−81	−72
		63.0	95.3	−201	−193	−183		62.6	91.9	−209	−202		62.5	93.6	−195	−190
			98.4	−182	−173	−164			95.0	−189	−183			96.6	−176	−171
			101.5	−162	−155	−146			98.1	−170	−164			99.7	−158	−153
3	67.3	47.2	105.8	−3	+11	+29	67.4	47.7	103.8	−8						
			109.3	+26	+39	+57			107.2	+24						
			112.7	+54	+68	+87			110.6	+52						
		62.2	105.8	−147	−146	+147										
			109.3	+140	+142	+146										
			112.7	+139	+144	+152										
4	60.0	43.5	107.6	−76	−69	−62										
			111.1	−71	−68	+69										
			114.5	+76	+78	+86										
		58.5	107.6	−90	−84	−78										
			111.1	−72	−69	+70										
			114.5	+63	+66	+75										

$^{58}Ni(p, p\alpha)^{54}Fe$

θ_p	θ_α	E_p	$q_R(0^+)$	$q_R(2^+)$
60.0	50.7	106.4	−56	−47
		109.8	−30	−20
		113.3	−8	+10
	65.7	106.4	−160	−156
		109.8	−144	−141
		113.3	−131	−130

The $q_R(0^+)$ and $q_R(2^+)$ correspond to the recoil nucleus momenta for the 0^+ ground state and the 2^+ first excited state respectively; q_R("4.4") corresponds to the 4.4 MeV group in the case of the ^{36}Ar recoil nucleus. The sign convention is explained in subsect. 3.3. The angles θ_p, θ_α are in degrees, E_p in MeV and q_R in MeV/c.

a sufficient range in E_x energies. As a compromise, we have chosen $\theta_p = 60$ (except for some special measurements) and the energies of the detected α-particles varied from 15 to 60 MeV in the experiment. Table 1 gives a description of the different measurements made for each target.

The energy and recoil momentum resolutions are directly related to the width Δy of the proton detectors in the magnet focal plane, to the target thickness, to the solid angles $\Delta\Omega_\alpha$ and $\Delta\Omega_p$, and to the primary beam energy width. These different factors also fixed the counting rate which had to be increased as much as possible, because of the very low cross sections. The accidental rate presented the main limitation. The proton detector widths were fixed at $\Delta y = 6$ cm (which gave $\Delta E_p \approx 1.7$ MeV at $E_p = 100$ MeV), and the target thicknesses were between 10 and 15 mg · cm^{-2}. This, with a 1 MeV (FWHM) primary beam width, led to an average excitation energy resolution $\Delta E^* \approx 2.6$ MeV (FWHM) and an average recoil momentum resolution $\Delta|q_R| \approx 30$ MeV/c (FWHM), with solid angles $\Delta\Omega_\alpha = 2.4$ msr and $\Delta\Omega_p = 1.7$ msr.

2.3. BEAM, MONITORING AND TARGETS

In order to reduce the rate of accidental coincidences and the pile up in the detectors, we used the 157 MeV proton beam of the Orsay synchrocyclotron with the auxiliary extraction, giving a 15 to 20% duty cycle and an average intensity of 10 nA. A helium ionization chamber, calibrated with a Faraday cup, was used as

TABLE 2
Targets and experimental resolution achieved

Target	Enrichment (%)	Thickness (mg · cm^{-2})	Resolution at (0, 0)	
			ΔE^* (MeV)	$\Delta\|q_R\|$ (MeV/c)
^{4}He	natural	0.35	2.0	
^{6}Li	99.3	9.6	2.6	
^{24}Mg	99.6	15.4	2.4	30
	natural	11.6		
^{28}Si	natural (92.2)	13.3	2.9	31
^{40}Ca	natural (96.9)	13.1	2.8	31
		6.5	2.3	24
^{58}Ni	99.8	11.15	2.5	30

The resolution is given for $q_R \approx 0$ and $E^* = 0$.

monitoring device. Table 2 gives a description of the different targets used and the resolution obtained: ^{4}He and ^{6}Li (for calibration), ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca, ^{58}Ni. The target angle was chosen so as to minimize the energy loss for the emitted α-particles.

2.4. DETECTION, ELECTRONICS AND IDENTIFICATION OF α-PARTICLES

After passing through a 6.0 cm wide and 5.5 cm high diaphragm the protons were deflected by a magnetic spectrometer of 1.7 m radius and 120° deflecting angle. In the focal plane of the magnet, they were detected and identified by three range telescopes. Each telescope consisted of two coincident scintillation counters separated by a 10 mm thick aluminium absorber that stopped particles less penetrating than protons; the first plastic scintillator was 6 cm wide. Alpha particles were detected and identified by two ΔE-E telescopes situated in the vacuum of the reaction chamber and separated by 15°. Each telescope consisted of two silicon detectors cooled to −25 °C by a Peltier cell. Small permanent magnets placed just in front of the circular entrance slits prevented secondary electrons from reaching the solid state detectors. The slits were 12 mm in diameter and placed 20 cm from the target. The ΔE and E detectors were 100 μm and 1.5 mm thick respectively.

The proton scintillators were coupled to 56 AVP photomultipliers, followed by fast coincidence circuits, which generated the start signals for two time to amplitude converters (TAC) corresponding to the two α-particle telescopes. Each ΔE-E α-particle telescope was followed by conventional electronic circuits, with a ΔE constant fraction discriminator to provide the stop signal for the TAC. The TAC were operated on a 200 ns range, allowing the inclusion of three r.f. bursts of the machine (bursts separated by 48.5 ns), one of them including the real p-α coincidences, and two others allowing the evaluation of the accidental rate.

The ΔE and E linear pulses, as well as the time of flight pulses produced by the TAC units, were fed into a 370-135 IBM Computer (ARIEL) through a set of analog to digital converters. Each 32-bit word corresponding to one event included four bits indicating which of the three proton telescopes (A, B or C) and which of the two α-telescopes (1 or 2) had been triggered by the coincidence. Most unwanted events were rejected electronically; i.e., by the settings of the constant fraction discriminator thresholds, the gates and coincidence circuits. The event words were stored on a magnetic disk of the computer and treated on-line in order to provide a running display of the accumulated data. For each α-telescope, the α-particles were identified on a (ΔE, E) map and separated by specifying two border-lines with the help of the computer. The α-particle spectra were then obtained by projection onto the E-axis. Each measurement was divided into several three-hour long runs.

In the time of flight spectrum, all α-particles appeared in a narrow interval of 7 ns. Narrow limits ($\approx$ 10 ns) could thus be fixed, thereby reducing the accidental coincidences to a few per cent of the true coincidences.

2.5. EXPERIMENTAL CALIBRATION

Before starting the (p, pα) measurements, several calibrations were performed. The different time delays, the angles and the energies were adjusted and calibrated by means of a free p-α elastic scattering experiment on a gaseous ^{4}He target. The

^{4}He gas was contained at 2 atm pressure in a 1 cm diameter havar cylinder. This calibration was made at $\theta_p = 46$, 60 and 71°.

In order to obtain a standard (ΔE, E) map allowing easy identification and separation of the various particles, several singles spectra were obtained with the two solid state detector telescopes. This procedure easily permitted the selection of the two limiting lines for the α-particle region.

2.6. EVALUATION AND ANALYSIS OF THE EVENTS

An average three-hour long run produced, for the s-d shell nuclei, 10^7 singles in telescope 1, 10^4 singles events in detector B, and 100 events in the 200 ns TAC range for the coincidence B1. After separation by time and α-particle identification, this example gave twelve real and one accidental (p, pα) events. In this way, we had about one (p, pα) event every three minutes for the whole detection system, and the accidental rate in the energy region $E^* < 5$ MeV was generally less than 5%. About twenty such three-hour runs were taken for each target at a given angular setting.

3. Experimental results

From the summed excitation energy spectra obtained by averaging $d^4\sigma/dE_p d\Omega_p dE_\alpha d\Omega_\alpha$ over a particular interval of $|q_R|$ in the (E^*, $|q_R|$) map we can identify the first states excited in the (p, pα) reaction, even with the poor energy resolution. Then, we use the elementary spectra to extract $d^3\sigma/dE_p d\Omega_p d\Omega_\alpha$ for the states which have been identified, either by a fitting procedure when statistics are

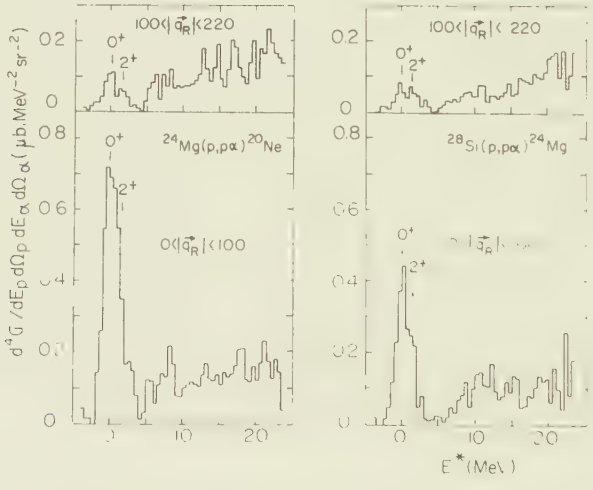


Fig. 5. Averaged excitation energy spectra $d^4\sigma/dE_p d\Omega_p dE_z d\Omega_z$ for $|q_R|$ intervals 0–100 and 100–220 MeV/c, for ^{24}Mg and ^{28}Si target nuclei. The positions of the 0^+ ground state and 2^+ first excited state are indicated by arrows.

sufficient, or by a simple separation cut when they are poor. Finally, having chosen a unique way to define the sign of the variable q_R, we present $d^3\sigma(q_R)$ distributions from which the α-spectroscopic factors can be extracted by a DWIA analysis.

3.1. AVERAGED EXCITATION ENERGY SPECTRA

In order to analyze the relative importance of the final states as $|q_R|$ increases, we have extracted summed energy spectra from the $(E^*, |q_R|)$ map, averaging the cross section over the $|q_R|$ intervals 0–220, 0–100, and 100–220 MeV/c (figs. 5, 6 and 7). For ^{40}Ca, an additional averaged energy spectrum has been extracted for a narrow 60–90 MeV/c interval, which corresponded to a special sixfold measurement

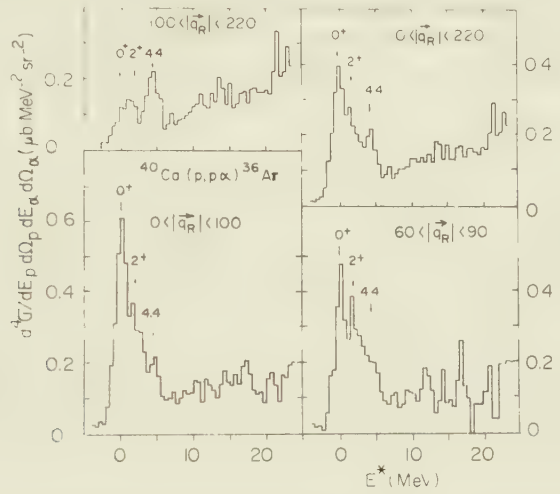


Fig. 6. Averaged excitation energy spectra $d^4\sigma/dE_p d\Omega_p dE_z d\Omega_z$ for $|q_R|$ intervals 0–100, 100–220, 60–90 and 0–220 MeV/c for the ^{40}Ca target nucleus. The positions of the 0^+ ground state, 2^+ first excited state and the 4.4 MeV group are indicated by arrows.

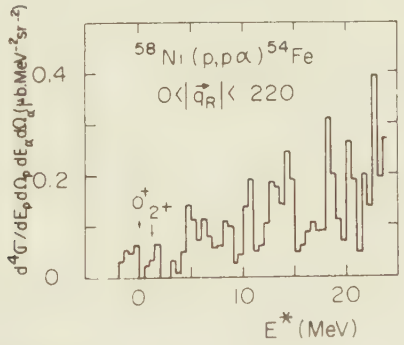


Fig. 7. Averaged excitation energy spectrum $d^4\sigma/dE_p d\Omega_p dE_z d\Omega_z$ for the total 0–220 MeV/c $|q_R|$ interval for the ^{58}Ni target nucleus.

performed in order to compare the first 2^+ state to the 0^+ g.s. in this region; i.e., kinematic conditions were chosen so that, for these states, $|q_R|$ fell in this interval for all six measurements.

For the three s-d shell nuclei, the $d^4\sigma/dE_p d\Omega_p dE_\alpha d\Omega_\alpha$ averaged spectra show strongly excited low lying states. In addition there exists a minimum around 4.5 MeV excitation for ^{24}Mg and ^{28}Si (fig. 5) and around 7 MeV for ^{40}Ca (fig. 6). For this limited ground-state region, the cross section $d^3\sigma/dE_p d\Omega_p d\Omega_\alpha$ is about the same for ^{24}Mg and ^{40}Ca and about a factor of two smaller for ^{28}Si. The summed energy spectrum for the ^{58}Ni target (fig. 7) shows a quite different behaviour, with a very small cross section for the ^{54}Fe ground state region below 4.5 MeV.

A systematic rise shows up in the differential cross sections for excitation energies larger than 10 or 15 MeV, that is for $E_\alpha \lessapprox 25$ MeV, especially in the averaged spectra for $100 < |q_R| < 220$ MeV/c where quasi-free scattering becomes less important. Such events should correspond mainly to spallation reactions and sequential processes, following the discussions by Gottschalk and Kannenberg [11]) and by Roos and Chant [27]).

For all three s-d shell nuclei the 0^+ g.s. clearly dominates the 0–100 MeV/c spectrum. However, the first 2^+ state is relatively important for both ^{24}Mg and ^{40}Ca. In the 100–220 MeV/c band the first 2^+ state becomes comparable to the 0^+ g.s. for all three of these nuclei. This increased importance of the 2^+ state for large $|q_R|$ is expected, since the $L = 2$ momentum distribution is broader than that for $L = 0$. For ^{40}Ca, a peak appears near 4.4 MeV excitation energy which is as strong as the 2^+ state in the low momentum band, and twice as strong as the 2^+ state in the high momentum band. This behaviour suggests an important contribution from the 4^+ state in the corresponding $(0^+, 2^+, 4^+)$ group of states in ^{36}Ar. The 60–90 MeV/c band shows comparable values for the three peaks (fig. 6).

3.2. ELEMENTARY EXCITATION ENERGY SPECTRA

For each of the low energy states mentioned, a value of $d^3\sigma/dE_p d\Omega_p d\Omega_\alpha$ has then been extracted from each elementary spectrum. When the statistics were too poor, a separation was made by a simple cut at the mean energy between two neighbouring states, and at values corresponding to the experimental resolution in E^* for the upper and lower limits. When more than twenty events had been accumulated in an elementary spectrum for a single state, a fitting procedure was used. Each state was represented by a Gaussian distribution with a FWHM defined by the experimental resolution in E^*. The cross sections $d^3\sigma/dE_p d\Omega_p d\Omega_\alpha$ were then obtained after normalization of the sum of the Gaussian areas to the data. As the statistics are generally quite poor in these (p, pα) experiments, especially at large $|q_R|$, only ten spectra, out of the 51 spectra obtained for the three nuclei ^{24}Mg, ^{28}Si and ^{40}Ca, could be analysed by this fitting procedure. Because of the very low cross section for ^{58}Ni, only an energy spectrum integrated over the whole range of $|q_R|$ is shown for this nucleus (fig. 7).

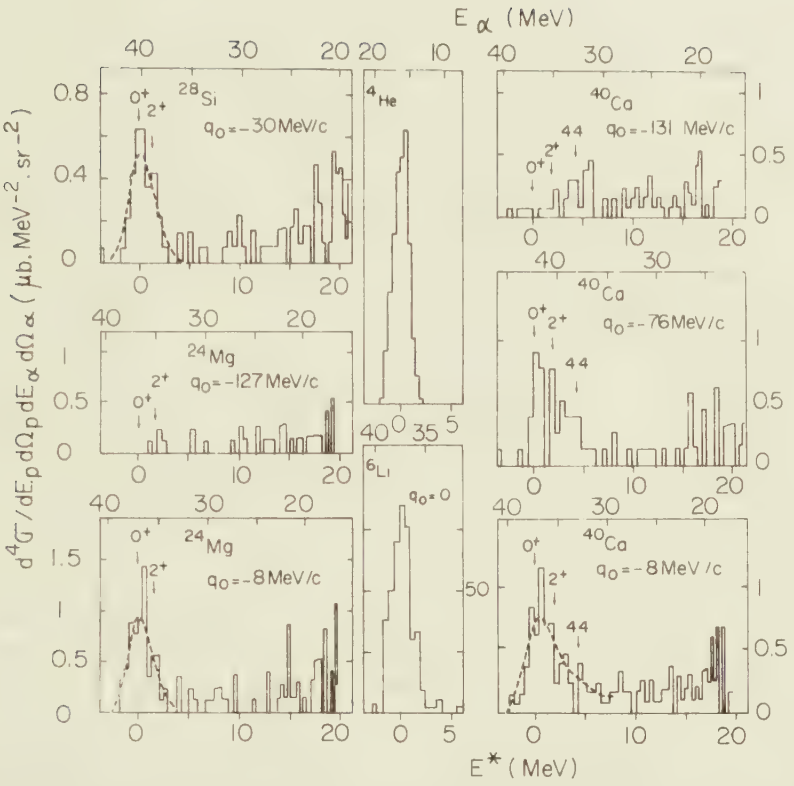


Fig. 8. Elementary excitation energy spectra. Spectra are identified by the target nucleus. The ^{4}He(p, p)^{4}He and ^{6}Li(p, pα)^{2}H spectra, which indicate the resolution of the experiment (see table 2), are given for comparison. The ^{6}Li spectrum is taken from our previous experiment [12]). The recoil momentum for the 0^+ ground state q_0 is indicated as $q_R(0^+)$ in table 1; level positions are indicated by arrows ('4.4' denotes the group of levels of ^{36}Ar around 4.4 MeV); the dashed lines correspond to a fit with Gaussian shapes.

Some elementary excitation energy spectra are shown in fig. 8. The cross section corresponding to the ground-state region decreases by about two orders of magnitude from ^{6}Li to ^{24}Mg, ^{28}Si and ^{40}Ca, and three orders of magnitude from ^{6}Li to ^{58}Ni. The $d^3\sigma/dE_p d\Omega_p d\Omega_\alpha$ obtained for $|q_R|(0^+) \approx 0$ show a very prominent 0^+ ground state for ^{24}Mg, ^{28}Si and ^{40}Ca. At large $|q_R|$, the 2^+ first excited state dominates for ^{24}Mg and ^{28}Si, while the 4.4 MeV peak dramatically dominates for ^{40}Ca.

When integrated over the first 5 MeV of excitation energy, these results agree with our previous experiment [12]) where the cross section $d^3\sigma/dE_p d\Omega_p d\Omega_\alpha$ could only be given for the whole group of states below 5 MeV for two values of $|q_R|$.

3.3. DISTRIBUTIONS $d^3\sigma(q_R)$

Experimental results corresponding to the different kinematic conditions (i.e., different measurements) are presented in figs. 9 to 11, for ^{24}Mg, ^{28}Si and ^{40}Ca.

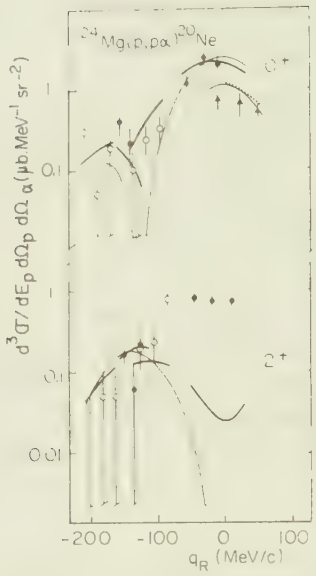


Fig. 9. The cross section $d^3\sigma/dE_p d\Omega_p d\Omega_\alpha$ versus q_R for ^{24}Mg(p, pα)^{20}Ne. Here, 0⁺ denotes the ground state, 2⁺ the 1.63 MeV first excited state of ^{20}Ne; the thin curves correspond to PWIA calculations; the other curves and symbols are explained in the caption to fig. 11.

We have plotted $d^3\sigma/dE_p d\Omega_p d\Omega_\alpha$ versus the recoil momentum q_R, where $q_R \equiv |\boldsymbol{q}_R|\boldsymbol{q}_R \cdot \boldsymbol{p}_\alpha/|\boldsymbol{q}_R \cdot \boldsymbol{p}_\alpha|$ is an algebraic variable corresponding uniquely to the vector $\boldsymbol{q}_R$, and having $|\boldsymbol{q}_R|$ as absolute value. In our experiment the vector $\boldsymbol{q}_R$ has the simple geometrical property illustrated in figs. 1 and 4; *viz.* its endpoint follows a straight line parallel to the direction of the detected α-particles. The magnitude $|\boldsymbol{q}_R|$ is double valued for such a line, the two solutions corresponding to different directions of $\boldsymbol{q}_R$. In order to distinguish these two possibilities in a plot of $d^3\sigma$ versus $\boldsymbol{q}_R$, we have chosen the sign convention above, which of course is somewhat arbitrary, but reflects the variation of θ_R. The distortion, however, has been calculated separately for each $\boldsymbol{q}_R$, and the comparison with DWIA is free from this arbitrariness. The way we have defined q_R is in agreement with the Maryland representation [14]) where E_p increases with q_R for a given set of angular conditions; the sign of q_R is the same as that of $\partial|\boldsymbol{q}_R|/\partial E^*$, the slope of the kinematic curve $|\boldsymbol{q}_R|(E^*)$ on the $(E^*, |\boldsymbol{q}_R|)$ map (fig. 4).

As distortion effects are different for each measurement and each telescope (i.e. each spectrum), we do not expect a continuous curve for the display of the various results for a given final state. This is the reason why only sets with definite values for θ_α and θ_p give series of three points (corresponding to three different E_p separated by approximately 3.5 MeV) related to one DWIA curve. Notwithstanding, the general features of the distributions obtained show a common behaviour for $d^3\sigma(q_R)$, as can be seen in fig. 9 to 11 and in table 3:

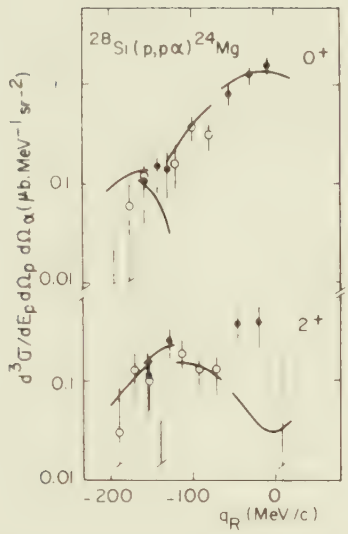


Fig. 10. The cross section $d^3\sigma\ dE_p d\Omega_p d\Omega_\alpha$ versus q_R for ^{28}Si(p, pα)^{24}Mg. Here, 0^+ denotes the ground state, 2^+ the 1.37 MeV first excited state of ^{24}Mg; the curves and symbols are explained in the caption to fig. 11.

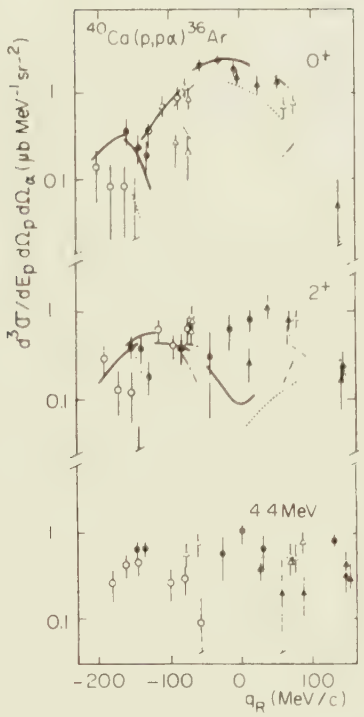


Fig. 11. The cross section $d^3\sigma/dE_p d\Omega_p d\Omega_\alpha$ versus q_R for ^{40}Ca(p, pα)^{36}Ar. Here, 0^+ denotes the ground state, 2^+ the 1.97 MeV first excited state, "4.4 MeV", the 4.4 MeV group of excited states of ^{36}Ar. The sign of q_R is defined in subsect. 3.3. Closed (open) circles and triangles correspond to measurements 1(2) and 3(4) respectively. The thick curves correspond to the DWIA results: solid lines for measurements 1 and 2; dotted lines for measurement 3; dot-dashed lines for measurement 4. These DWIA curves correspond to the spectroscopic factors listed in table 6.

(i) The experimental distributions show the typical $L = 0$ bell shape for the 0^+ ground states, whereas the 2^+ first excited states exhibit a $L \neq 0$ shape, but without any pronounced minimum at $q_R = 0$.

(ii) The distribution of the 4.4 MeV group for ^{40}Ca is rather flat and contains large momentum components.

The 0^+ ground states. The maximum of the $L = 0$ distribution appears at $q_R = 0$ for ^{28}Si (fig. 10) but is somewhat shifted towards negative values of q_R for ^{24}Mg (fig. 9) and ^{40}Ca (fig. 11). The absolute value of the cross section at this maximum is nearly the same for ^{24}Mg and ^{40}Ca but about 30% smaller for ^{28}Si. The apparent FWHM is about 100 MeV/c for ^{28}Si and ^{40}Ca and somewhat smaller for ^{24}Mg.

TABLE 3

General features of the experimental and calculated $d^3\sigma/dE_p d\Omega_p d\Omega_z$ versus q_R, for the 0^+ ground state and the 2^+ first excited state, for ^{24}Mg, ^{28}Si and ^{40}Ca

		0^+ ground state of final nucleus				2^+ first excited state of final nucleus		
		q_R (maximum) (MeV/c)	$d^3\sigma$ (maximum) ($\mu b \cdot MeV^{-1} \cdot sr^{-2}$)	FWHM (MeV/c)	$\frac{d^3\sigma(\text{Mes 1})}{d^3\sigma(\text{Mes 3})}$	q_R ("first maximum") (MeV/c)	$d^3\sigma$ ("first maximum") ($\mu b \cdot MeV^{-1} \cdot sr^{-2}$)	FWHM (MeV/c)
^{24}Mg target	exp	-20	2.5 ± 0.5	80	$2.8^{+1.4}_{-0.8}$		0.22 ± 0.11	220
	DWIA	-10	8.8	134	1.8	-120	0.98	340
	PWIA	0	137	113	2.1	-140	13.4	370
^{28}Si target	exp	0	1.6 ± 0.3	110			0.25 ± 0.09	280
	DWIA	-10	5.4	136		-120	0.66	340
	PWIA	0	130	101		-140	13.0	360
^{40}Ca target	exp	-20	2.5 ± 0.4	110	$1.3^{+0.4}_{-0.3}$		0.39 ± 0.12	260
	DWIA	-15	5.2	134	1.9	-130	0.60	350
	PWIA	0	132	104	2.1	-130	12.8	350

The q_R (maximum) and $d^3\sigma$ (maximum) correspond to the maximum value of $d^3\sigma$ obtained in the distribution; q_R ("first maximum") and $d^3\sigma$ ("first maximum") correspond to the region where $d^3\sigma$ is maximum in PWIA and DWIA, and the experimental $d^3\sigma$ given denotes the value obtained in the same region. The DWIA and PWIA values correspond to an α-spectroscopic factor of 1.

In order to compare the mechanism in different experimental conditions, a third measurement was made for ^{24}Mg and ^{40}Ca, covering the same $|q_R|(E^*)$ kinematic curve as in the first measurement. The measurement corresponded to different angular ($\theta_\alpha - 3.4°$; $\theta_p + 7.3°$) and energy ($E_p - 6.9$ MeV) conditions. For the same $|q_R|$, the results show a decrease in $d^3\sigma(q_R)$ by a factor $2.8^{+1.4}_{-0.8}$ for ^{24}Mg and $1.3^{+0.4}_{-0.3}$ for ^{40}Ca (see table 3).

The 2$^+$ first excited states. In no 2$^+$ case is there a clear-cut minimum expected for an $L \neq 0$ distribution, although the ^{28}Si distribution shows some slight evidence. Thus the minima must be completely filled in by distortion or other effects such as those discussed in our conclusions. The magnitude of $d^3\sigma(q_R)$ is quite small, less than 1 $\mu b \cdot MeV^{-1} \cdot sr^{-2}$. The cross sections for ^{24}Mg and ^{28}Si are comparable, and that for ^{40}Ca is about twice as large (see table 3). If one ignores the lack of a minimum and interprets the results in terms of an $L \neq 0$ distribution, the maximum of the distributions would be located near $q_R = -130$ MeV/c. In addition, the distributions are broad (FWHM ≈ 250 MeV/c). These two results are consistent with expectations for an $L \neq 0$ distribution.

The "4.4 MeV" group of excited states for the ^{40}Ca target. The results (fig. 11) show a maximum value of about 1 $\mu b \cdot MeV^{-1} \cdot sr^{-2}$ for $d^3\sigma(0)$, which in this case might be due to the contribution of the 0$^+$ component of the group (0$^+$, 2$^+$, 4$^+$), as well as effects mentioned above for the 2$^+$ states. The maxima which would correspond to a $L \neq 0$ distribution appear around ± 130 MeV/c. The very large FWHM of about 320 MeV/c (larger than the 2$^+$ FWHM) seems to indicate a dominant 4$^+$ contribution at large values of $|q_R|$.

4. DWIA analysis

The experimental data have been compared to distorted wave impulse approximation (DWIA) calculations in order to extract more detailed spectroscopic information. In the DWIA the expression for the theoretical (p, pα) cross section has the same form as in the PWIA [eq. (2), sect. 1] with the exception that the $P(q)$ now becomes the distorted momentum distribution. In particular the distorted momentum distribution $P^{DW}_{NL}(q)$ is defined [14, 15]) as $P^{DW}_{NL}(q) \propto \sum_M |T^M_{NL}(q)|^2$, with

$$T^M_{NL}(q) = (2L+1)^{-\frac{1}{2}} \int \chi^{(-)*}_{k_p}(r)\chi^{(-)*}_{k\alpha}(r)U^M_{NL}(r)\chi^{(+)}_{k_0}(\gamma r)\mathrm{d}r,$$

where $\chi^{(+)}_{k_0}$, $\chi^{(-)}_{k_p}$ and $\chi^{(-)}_{k_\alpha}$ represent the distorted waves for the incoming proton, the outgoing proton, and the outgoing α-particle, respectively. Here, γ is the quantity $(M_A - M_\alpha)/M_A$ where M_A is the target mass and M_α the α-particle mass. The wave function $U^M_{NL}(r)$ describes the motion of the c.m. of the α-cluster in the target nucleus, and as such, represents a complicated overlap integral between the target nucleus wave function and the product of the residual nucleus and α-particle internal wave functions.

The DWIA calculations were carried out with the code of Chant [8]). The code generates the distorted waves by solving the Schrödinger equation for Woods-Saxon optical potentials, excluding spin-orbit effects, using a partial wave expansion (24 to 30 partial waves were included for each channel in order to insure accuracy to sufficiently large radii). For the present calculations, the proton optical potentials were taken from the analysis of Comparat *et al.* [16]) of 155 MeV proton elastic scattering. The well depths were changed somewhat for the outgoing proton channel to account for the energy dependence of the proton optical potential. For the α-channel, most of the calculations were carried out with optical potentials characterized by real well depths of around 100 MeV. For ^{24}Mg(p, pα)^{20}Ne the α-potential was taken from Singh *et al.* [17]) who analysed 40 and 80 MeV α elastic scattering on ^{24}Mg. The same potentials were used for ^{28}Si(p, pα)^{24}Mg. The ^{40}Ca(p, pα)^{36}Ar α-potential was obtained from the work of Chang and Ridley [18]) who investigated α elastic scattering on ^{40}Ca over the energy range from 20 to 80 MeV. The potentials are listed in table 4. Other α-potentials were tried and their effects are discussed below.

TABLE 4

Optical potential parameters used in the DWIA calculations for the (p, pα) reactions

Optical potential parameters	^{24}Mg(p, pα)^{20}Ne ^{28}Si(p, pα)^{24}Mg			^{40}Ca(p, pα)^{36}Ar		
	incoming proton	outgoing proton	outgoing α	incoming proton	outgoing proton	outgoing α
V	12.3	23.3	96.0	14.1	25.0	124.2
W	14.0	12.0	47.9	14.0	12.0	10.0
r_0	1.43	1.43	1.40	1.38	1.38	1.10
a	0.62	0.62	0.71	0.59	0.59	0.95
r'_0	1.15	1.15	1.40	1.18	1.18	1.84
a'	0.63	0.63	0.71	0.66	0.66	0.49

V, r_0, a and W, r'_0, a' correspond to the real and imaginary part respectively; units used are MeV and fm.

As stated previously, the wave function $U_{NL}(r)$ actually represents a complicated overlap integral. In the calculations $U(r)$ was obtained by binding an α-particle in a Woods-Saxon well with the appropriate α-particle separation energy. For the 2s-1d shell, based on oscillator quanta, the wave function was assumed to be a 5S state for $L = 0$ knock-out and a 4D state for $L = 2$ knock-out. The appropriateness of this treatment is rather questionable, particularly for the wave function inside the nucleus. However, it does have the desirable feature that the asymptotic tail is determined by the α-particle separation energy – an important feature in the present calculations. Even having chosen this method to replace the overlap integral one is left with the choice of the Woods-Saxon potential geometry. We have chosen a

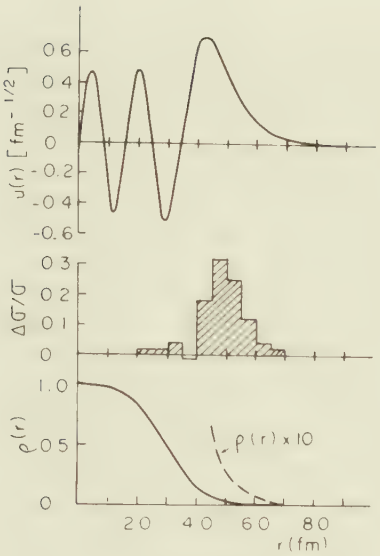


Fig. 12. Plots of the radial dependence of various quantities for ^{24}Mg. The top panel shows the radial wave function assumed for the α-particle in ^{24}Mg which was used in the impulse approximation calculations ($\int_0^\infty u^2 dr = 1$ with $U^M_{NL}(\boldsymbol{r}) = (u(r)/r) i^L Y^L_M(\hat{\boldsymbol{r}})$). The middle panel indicates the contribution to the DWIA cross section for each 0.5 fm interval of the radial integral (see sect. 4). The bottom panel shows the charge distribution of ^{24}Mg measured in electron scattering [19]).

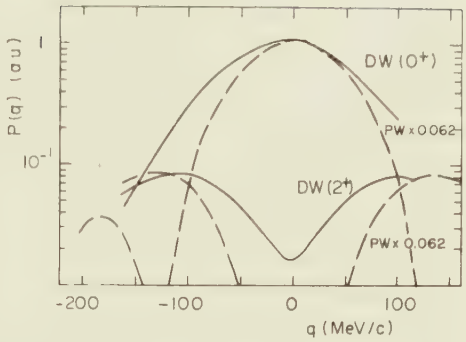


Fig. 13. Calculated momentum distributions $P(q)$ for ^{24}Mg(p, pα)^{20}Ne, with angular conditions $\theta_p = 60.0$ and $\theta_\alpha = 50.1$. The solid curves correspond to the distorted wave calculation; the dashed curves correspond to the plane wave calculation normalized to the distorted wave result by the factor indicated. Here, 0^+ denotes the ground state, 2^+ the 1.63 MeV first excited state of ^{20}Ne.

well geometry similar to that obtained from elastic α-scattering. The effects of changes in the geometry will be discussed later.

The calculations are compared directly to the experimental data in the next section. In this section we investigate typical distortion effects, and the sensitivity of the calculations to various ingredients. One can see a comparison between DWIA and PWIA in table 3 and fig. 13. First one observes that the distortion dramatically reduces the magnitude of $P(q)$ at small recoil momentum as evidenced by the normalization factor required, emphasizing the strong absorption characteristics of the reaction. Secondly, for the $L = 0$ transition the distorted momentum distribution is significantly broader than that for plane waves, and the minima present in the PWIA calculations at about 120 MeV/c due to the 5S nature of the wave function are completely filled in by distortion effects. Thirdly, we observe that the distortion effects tend to shift the maximum of the $L = 0$ distribution by about 10 MeV/c to somewhat lower q_R values. Finally, we see that the large differences between the $L = 0$ and $L = 2$ magnitudes at small recoil momentum are present in both the plane wave and distorted wave calculations. In addition, although the minimum in the

$L = 2$ distribution at zero recoil momentum is somewhat filled in by the distortion, there remains a pronounced minimum. Thus, to emphasize clearly higher angular momentum states, the experiment must be biased toward larger recoil momenta. Similar distortion effects to those discussed above have also been pointed out by Chant [8]) in an analysis of 100 MeV (p, pα) reactions.

In order to obtain some idea of the region of the nucleus which contributes most to the (p, pα) reaction, we have performed a series of calculations for the zero recoil momentum point with different radial cut-offs in the radial integral. By subtracting the cross sections for calculations of the zero recoil momentum point with different cut-off radii, we can obtain a reasonable estimate of the contribution for each radial region. This result is shown for the ^{24}Mg(p, pα)^{20}Ne(0^+ ground state) reaction in fig. 12. Also shown in the figure is the α-particle Woods-Saxon wave function, and the proton density distribution for ^{24}Mg obtained from electron scattering [19]). From this figure, we see that the reaction is strongly surface localized, and for zero recoil momentum the cross section results from α-particles near the 3% nuclear density region. In this low density region, one might expect the concept of "pre-existing" α-particles to be more meaningful. Such a concept would lead to higher cross sections, i.e. larger spectroscopic factors than predicted by normal shell-model calculations. For larger values of the recoil momentum the same type of calculation shows that the reaction penetrates somewhat further into the nucleus, but still shows the dominance of the surface region. Thus, at least for small recoil momenta where the $L = 0$ contribution is largest, the (p, pα) reaction strongly reflects the asymptotic behavior of the bound α-particle wave function; i.e., the normalization and the separation energy.

Finally, to investigate the sensitivity of the theoretical momentum distributions to various ingredients in the calculations, we have performed a series of calculations with different bound state well parameters (see table 5) and different optical potentials. Most of the calculations were carried out for the ^{24}Mg(p, pα)^{20}Ne reaction for the central region presented in fig. 13, since this is the region for which the data is best defined. Similar results were obtained for ^{40}Ca.

TABLE 5

Bound state well parameters investigation for ^{24}Mg(p, pα)^{20}Ne(0^+)

r_0 (fm)	a (fm)	$d^3\sigma_{DWIA}$ (a.u.)	MSR (fm^2)
1.04	0.78	1.16	13.18
1.24	0.68	1.61	13.19
1.24	0.78	2.50	15.20
1.24	0.88	3.71	17.48
1.44	0.78	4.86	17.57

r_0 and a are the given radius and diffuseness. MSR is the calculated mean square radius of the real optical potential.

For the bound state well, several combinations of radius and diffuseness were used ($r_0 = 1.04$, 1.24, 1.44; $a = 0.68$, 0.78, 0.88), but preserving the 5S quantum numbers and the separation energy. As might be expected on the basis of fig. 12, the magnitude of $P(q)$ is quite sensitive to these changes, but the shape is not. For example, with the extreme change in radius ($r_0 = 1.04 \rightarrow 1.44$, $a = 0.78$) the magnitude of $P(0)$ changes by about a factor of four. By contrast the magnitude of the plane wave calculation at zero recoil momentum changes by only about 20%. These results again emphasize the absorption effects which localize the reaction to the surface, and as a result the magnitude of $P(0)$ more closely (although not exactly) reflects the normalization of the asymptotic tail of the bound α-particle. Since we do not have a good method for choosing the bound state well parameters, we are left with a rather large uncertainty in the magnitude of the theoretical $P(q)$, which appears in the extracted spectroscopic factors. As stated previously, we have chosen to use well parameters related to elastic α-scattering. In optical model analysis of lower energy elastic α-scattering, in spite of the numerous ambiguities, one of the constant features of the analysis is the mean square radius (MSR) of the real optical potential [17]). Our parameters ($r_0 = 1.24$, $a = 0.78$) very nearly reproduce the extracted MSR for this region. Unfortunately, in the (p, pα) calculations different bound state potentials with the same MSR do not produce the same $P(q)$ (see table 5). However, for a reasonable range of radii and diffusenesses which have the same MSR, we find that the magnitude of the theoretical $P(q)$ varies only by about ±30% around the value we have used. Thus the use of this MSR prescription does greatly reduce the possible variations in the magnitude. Obviously, one needs a better method of generating the α-particle wave function. However, we hope that the use of this MSR procedure will at least allow us to extract reasonable spectroscopic information, particularly in terms of relative spectroscopic factors.

For the investigation of the sensitivity of the calculations to the optical potentials, we focused primarily on the α-particle, on the assumption that the calculations are most sensitive to this potential. Also numerous ambiguities exist in the α-potential, whereas the proton potentials are rather better known. For the ^{24}Mg(p, pα)^{20}Ne(0^+) reaction seven different α-potentials were tried, three from the article of Singh *et al.* [17]) corresponding to two different families, and four from the analysis of McFadden and Satchler [19]) of 24 MeV α-scattering on ^{24}Mg corresponding to four different families. As in the case of the bound state investigation, the shape of $P(q)$ for the region shown in fig. 13 is not strongly dependent on the α optical potential. For example the half-width at one quarter the maximum changes by less than 10%. However, the magnitude at zero recoil momentum varies by approximately ±40% around the value given in table 3. In general the shallower potentials give rise to a larger $P(q)$, and the deeper potentials to a smaller $P(q)$. For the proton potentials, reasonable variations in the strengths of the real and imaginary parts of both channels give rise to less than a 20% effect. We would conclude that overall one might expect something like a ±50% variation of the magnitude of $P(0)$ due to the use of different optical potentials.

From the above investigation of the sensitivity of the calculations, we would hope that the absolute spectroscopic factors extracted from experiment are good to roughly a factor of two, although this might be very dependent upon the treatment of the bound α-particle wave function. However, we expect the relative spectroscopic factors for different nuclei to be considerably better determined, since we have tried to use consistent potentials for the calculations.

5. Comparison of experiment with PWIA and DWIA, and α spectroscopic factors

The DWIA calculations lead to the results presented in figs. 9 to 13, and table 3. The normalization, which provides the spectroscopic factors, is discussed in subsect. 5.2. We first compare the calculated and experimental shapes.

5.1. SHAPES

Examples of PWIA calculations are shown in figs. 9 and 13 for the case of ^{24}Mg. The PWIA maximum cross sections for the three s-d shell target nuclei are 13 to 26 times larger than those obtained by DWIA, and the deep minima of PWIA are washed-out by the distortion effects. The DWIA calculations give more reasonable fits to experiment but serious discrepancies remain, especially for the 2^+ states. One must recall that due to the different experimental conditions the distorted wave calculation does not lead to a single curve; the experimental points must be compared with segments of different curves corresponding to the different distortion conditions. Due to code limitations no calculation is available for the 4^+ states.

Both PWIA and DWIA predict fairly well the ratio between the cross sections of measurements 1 and 3 for ^{24}Mg and ^{40}Ca (see table 3). This ratio seems thus to depend only on the free p-α cross sections and the kinematic factor of formula (2).

The 0^+ states. The DWIA reproduces quite well the general shape of the data: the position of the maximum slightly shifted towards negative values of q_R; the FWHM between 130 and 140 MeV/c; the change of slope near -130 MeV/c corresponding to the rise of the second maximum of a 5S momentum distribution. It also predicts fairly well the behaviour of the results for the extra measurements performed at $\theta_p = 67.4°$ and 67.3° for ^{24}Mg and ^{40}Ca, in particular the attenuation factors for data at the same q_R. However, it does not reproduce the angular effect (in θ_α) in measurement 4 for ^{40}Ca.

The 2^+ states. When one normalizes the DWIA calculations in the region of the DWIA maxima, one sees that the theoretical distribution for $|q_R| > 80$ MeV/c provides a fair fit to experiment. Thus the total widths of the distributions are more or less well reproduced. However, a serious discrepancy, about an order of magnitude, appears in the low $|q_R|$ region for all three s-d shell nuclei. In particular the minimum predicted by DWIA does not show up in the experimental data which is rather flat (within experimental errors) at small $|q_R|$. Any undetected systematic error in the

separation procedure of the 0^+ and 2^+ peaks could not account for such a large effect. The large values of $d^3\sigma$ at $|q_R| \lesssim 80$ MeV/c could be due to a deficiency of the DWIA treatment or to other reaction mechanisms. We shall return to this problem in the conclusion section.

5.2. THE α SPECTROSCOPIC FACTORS

The α spectroscopic factors S_α have been extracted for the 0^+ and 2^+ states of the s-d shell nuclei by normalizing the DWIA calculations to the experimental cross sections in the region of the maxima of the theoretical distributions (i.e., 0–120 MeV/c for the 0^+ states; 80–160 MeV/c for the 2^+ states). The absolute and relative values of S_α extracted in this way are listed in table 6. Relative values are obtained by setting

TABLE 6

The α spectroscopic factors for $^{24}Mg \rightarrow {}^{20}Ne + \alpha$, $^{28}Si \rightarrow {}^{24}Mg + \alpha$ and $^{40}Ca \rightarrow {}^{36}Ar + \alpha$ for the 0^+ ground state and the 2^+ first excited state of the final nucleus

State of final nucleus and target nucleus	0^+ ground state			2^+ first excited state		
	^{24}Mg	^{28}Si	^{40}Ca	^{24}Mg	^{28}Si	^{40}Ca
DWIA extracted S_α	0.23 ± 0.07	0.24 ± 0.05	0.50 ± 0.07	0.2 ± 0.1	0.4 ± 0.1	0.9 ± 0.4
SU(3) calculated S_α	0.08	0.09	0.09	0.01	0.11	0.45
relative S_α(DWIA)	$1.0^{+0.4}_{-0.4}$	1	$2.1^{+0.6}_{-0.5}$	$0.9^{+0.5}_{-0.4}$	$1.5^{+0.6}_{-0.4}$	$3.8^{+2.2}_{-1.8}$
relative S_α(SU(3))	0.9	1	1.0	0.1	1.2	5.0

Absolute values are extracted from the DWIA analysis and calculated from pure SU(3) configurations; relative values, normalized to S_α for $^{28}Si \rightarrow {}^{24}Mg(0^+) + \alpha$, are also given.

S_α equal to unity for the transition $^{28}Si \rightarrow {}^{24}Mg(0^+$ ground state$) + \alpha$. The errors indicated for S_α correspond to the experimental errors and to the extraction fitting procedure. The uncertainties involved in the DWIA calculations (choice of optical potentials and α-particle bound state wave function parameters, etc.) are not included. As discussed in sect. 4 these could amount to factors as large as two or three. For this reason the relative values of S_α are probably more significant than the absolute ones.

We have obtained theoretical α spectroscopic factors corresponding to a SU(3) description of the nuclei involved by combining the relative spectroscopic strengths calculated by Draayer [20]) with the fractional parentage coefficients calculated by Hecht and Braunschweig [21]). These S_α are also listed in table 6. They were calculated for a pure SU(3) description. Configuration mixing in the s-d shell might change these figures by roughly 50% [ref. [22])]. The SU(3) model should also provide a better description for nuclei in the first half of the s-d shell than for the ^{36}Ar and ^{40}Ca nuclei.

In table 6 one can see that on the average the absolute values of the S_α extracted

from experiment are too large by about a factor of three. The relative values however are in good agreement with the SU(3) predictions for the 2^+ final state for the ^{28}Si target and the 0^+ final state for the ^{24}Mg target. For the ^{40}Ca target the difference between the experimental and theoretical relative S_α is greater, but not unreasonable considering the size of the errors. The greatest discrepancy is for ^{24}Mg(p, pα)^{20}Ne(2^+). In this case, the SU(3) prediction is very low compared to experiment. It should not be forgotten, however, that in this case the extraction of the experimental S_α is quite difficult and the hypothesis underlying the fit might be questioned. Also if this spectroscopic factor is really very small as predicted by SU(3), the contribution from the simple quasi-free mechanism might be small compared to another mechanism which could be the cause of the difficulties at small $|q_R|$ for the 2^+ states. Then the S_α extracted from experiment might be too large.

One may compare our results with those obtained from the study of the (^{6}Li, d) reaction at 32 and 36 MeV [ref. [23])], the (d, ^{6}Li) reaction at 35 and 55 MeV [ref. [24])] and the (^{3}He, ^{7}Be) reaction at 26, 30 and 41 MeV [ref. [25])]. A conservative statement is that the differences between the (p, pα) and the transfer reaction results are not larger than the differences between the various transfer reaction results themselves. These differences can perhaps be traced back to the uncertainties involved in the DWIA or DWBA treatment. However, the relative $S_\alpha(0^+)$ for the ^{24}Mg target extracted from our (p, pα) data is in agreement with SU(3) and in disagreement with the value extracted from transfer reactions. For the ^{40}Ca target the $S_\alpha(0^+)$ disagrees with SU(3) in both cases: this might correspond to a real structure effect. A recent (α, 2α) experiment at 90 MeV [ref. [26])] seems to give conflicting results; however the DWIA analysis of these data does not seem very satisfactory as yet [8]).

Only for the ^{40}Ca target do we observe an important excitation of the first 4^+ state, distinguishable by its contribution at very large $|q_R|$. The reason for not observing a 4^+ excitation in the other two s-d targets might be that $S_\alpha(4^+)$ is quite large for ^{40}Ca (nine times, i.e. $2J+1$ times, the ground-state spectroscopic factor), whereas it is much smaller for ^{24}Mg and ^{28}Si (about equal to $S_\alpha(0^+)$).

In the case of $^{58}_{28}Ni_{30}$(p, pα)$^{54}_{26}Fe_{28}$, the cross sections are very small, contrary to what could have been expected from some interpretations of recent experiments on hadron absorption by nuclei [4]). The reaction seems to lead mainly to excited states of the final nucleus; this result can probably be related to the existence of a closed proton shell in the target nucleus and a closed neutron shell for the ground state of the final nucleus.

6. Conclusions

The (p, pα) reaction is especially sensitive to the surface region of the nucleus where α-clustering might be important. This should show up in the size of the α spectroscopic factors. The agreement with the relative values of the SU(3) spectroscopic factors is quite good in a number of cases. It is certainly desirable to improve and extend the

DWIA treatment of the (p, pα) reaction, in particular for the 2^+ and 4^+ states.

The (p, pα) reaction at 157 MeV exhibits a clear symmetry around the quasi-free kinematic conditions. This fact, along with the good agreement with the DWIA shape observed for the "ground state → ground state" transition provides evidence for the dominance of the quasi-free mechanism in the reaction. However the absence of a minimum at small $|q_R|$ for the transitions leading to the 2^+ states raises the question as to the importance of contributions of other types of quasi-free mechanisms. For example, the reaction could proceed through the knockout in the intermediate state of two protons and two neutrons with quantum numbers $J = 2$, $L = 0$, the interaction at the upper vertex giving rise to a real free α-particle in the exit channel (see diagram on fig. 2). A two step mechanism proceeding through a knock-out preceded or followed by an inelastic scattering of the incoming or outgoing proton or of the α-particle, leading to the final 2^+ state, should also be considered.

We wish to thank M. Bernas who participated to the early stage of this experiment preparing the ^{4}He target with the help of J. Mommejat. We are very much indebted to N. S. Chant for the use of his DWIA code and to K. T. Hecht for putting his results at our disposal prior to publication. It is a pleasure to acknowledge fruitful discussions with V. V. Balashov, V. Gillet, I. E. McCarthy, D. J. Millener, V. G. Neudatchin and I. Rotter. We are very grateful to Y. Bisson, R. David-Boyer, P. Lelong and F. Reide for their very efficient technical help; we also wish to acknowledge the collaboration of the crews of the synchrocyclotron and of the IBM (Ariel) and UNIVAC computers.

References

1) V. V. Balashov, A. N. Boyarkina and I. Rotter, Nucl. Phys. **59** (1964) 417;
I. Rotter, Fortschr. Phys. **16** (1968) 195;
D. Kurath, Phys. Rev. **C7** (1973) 1390
2) V. Gillet, Proc. 2nd. Int. Conf. on clustering phenomena in nuclei, Univ. of Maryland (1975) p. 23
3) D. H. Wilkinson, Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf., Univ. of Manchester (1961) p. 339
4) J. P. Schiffer, Proc. 2nd Int. Conf. on clustering phenomena in nuclei, Univ. of Maryland (1975) p. 329, and references therein
5) Y. Sakamoto, Nucl. Phys. **66** (1965) 531
6) A. M. Cormack, J. N. Palmieri, N. F. Ramsey and R. Wilson, Phys. Rev. **115** (1959) 599
7) D. F. Jackson, Nuovo Cim. **40B** (1965) 109; Proc. Phys. Soc. **88** (1966) 101
8) N. S. Chant and P. G. Roos, Proc. 2nd Int. Conf. on clustering phenomena in nuclei, Univ. of Maryland (1975) p. 265
9) V. M. Kolybasov, G. A. Leksin and I. S. Shapiro, ITEP report no. 97 (1973) (unpublished)
10) N. F. Golovanova, I. M. Ilin, Yu. F. Smirnov and V. G. Neudatchin, JETP Lett. (Sov. Phys.) **20** (1974) 310;
V. V. Balashov, Proc. 2nd Int. Conf. on clustering phenomena in nuclei, Univ. of Maryland (1975) p. 281;
V. V. Balashov and V. N. Mileev, to be published
11) A. N. James and H. G. Pugh, Nucl. Phys. **42** (1963) 441;

B. Gottschalk and S. Kannenberg, Phys. Rev. **C2** (1970) 24;
R. Bhowmick, G. F. Burdzik, C. C. Chang, N. S. Chant, V. K. C. Chang, A. A. Cowley, J. Craig, D. A. Goldberg, H. D. Holmgren, K. Kwiatkowski, P. G. Roos, W. Reichart, N. S. Wall and R. Woody III, University of Maryland Progress Report (1973) 97

12) D. Bachelier, M. Bernas, O. M. Bilaniuk, J. L. Boyard, J. C. Jourdain and P. Radvanyi, Phys. Rev. **C7** (1973) 165

13) R. Anne, P. Delpierre, A. Devaux, J. Kahane, G. Landaud, R. Sene and J. Yonnet, 2nd Int. Conf. on clustering phenomena in nuclei, Univ. of Maryland (1975) p. 309;
R. I. Steinberg, C. C. Chang, N. S. Chant, J. P. Didelez, H. D. Holmgren, P. G. Roos and J. S. Wu, 2nd Int. Conf. on clustering phenomena in nuclei, Univ. of Maryland (1975) p. 315

14) N. S. Chant and P. G. Roos, Progress Report, Univ. of Maryland, Cyclotron lab. (1974)

15) G. Jacob and Th. A. J. Maris, Rev. Mod. Phys. **38** (1966) 121; **45** (1973) 6

16) V. Comparat, R. Frascaria, N. Marty, M. Morlet and A. Willis, Nucl. Phys. **A221** (1974) 403

17) P. P. Singh, R. E. Malmin, M. High and D. W. Devins, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1124

18) H. H. Chang and B. W. Ridley, Annual report, Univ. of Colorado (1971) p. 55; (1972) p. 49

19) L. McFadden and G. R. Satchler, Nucl. Phys. **84** (1966) 177

20) J. P. Draayer, Nucl. Phys. **A237** (1975) 157

21) K. T. Hecht and D. Braunschweig, Nucl. Phys. **A244** (1975) 365

22) J. B. McGrory, Phys. Lett. **47B** (1973) 481;
A. Arima and D. Strottman, Oxford Univ., Nucl. Phys. Theor. Group report no. 46 (1973)

23) N. Anantaraman, C. L. Bennett, J. P. Draayer, H. W. Fulbright, H. E. Gove and J. Koke, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1131

24) R. L. McGrath, D. L. Hendrie, E. A. McClatchie, B. G. Harvey and J. Cerny, Phys. Lett. **34B** (1971) 289;
F. D. Becchetti, L. T. Chua, J. Janecke and A. M. van der Molen, Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 225

25) G. Audi, C. Detraz, M. Langevin and F. Pougheon, Nucl. Phys. **A237** (1975) 300, and references therein;
W. F. Steele, P. A. Smith, J. E. Finck and G. M. Crawley, Annual report Michigan State Univ. (1975)

26) J. D. Sherman, D. L. Hendrie and M. S. Zisman, 2nd Int. Conf. on clustering in nuclei, Univ. of Maryland (1975) 319; Phys. Rev. **C13** (1976) p. 20

27) P. G. Roos and N. S. Chant, Proc. 2nd Int. Conf. on clustering phenomena in nuclei, Univ. of Maryland (1975) p. 242

CHAPITRE II

COMPLEMENTS EXPERIMENTAUX

"Ici on parle francès ; ainsi je quitte ce langage étranger, duquel je me sers bien facilement mais bien mal assurément".

MONTAIGNE

("Journal de Voyage")

COMPLEMENTS EXPERIMENTAUX

Les expériences de diffusion quasi-élastique (p,pα),que nous avons réalisées auprès du synchrocyclotron d'Orsay,ont nécessité la mise au point d'un nombre important de programmes d'analyse et de traitement. Les uns, écrits en langage FORTRAN V, ont permis d'effectuer calculs et tracés auprès de l'ordinateur UNIVAC 1110 du Centre d'Orsay (préparation de l'expérience, dépouillement, calcul des facteurs spectroscopiques) ; les autres, écrits en langage PL/1, ont permis de réaliser les divers classements en ligne nécessaires pour assurer le contrôle continu de l'expérience auprès de l'ordinateur IBM 370-135 de l'ensemble ARIEL de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

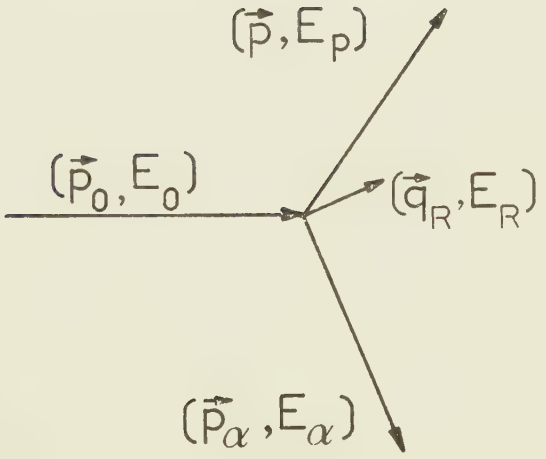
Nous allons successivement décrire les conditions cinématiques correspondant à nos expériences, puis le dispositif expérimental employé (notamment l'électronique et le traitement en ligne), avant de présenter les tables de résultats expérimentaux obtenus pour les trois noyaux ^{24}Mg, ^{28}Si et ^{40}Ca de la couche (2s-1d), (voir discussion au chapitre I,B).

A - CONDITIONS CINEMATIQUES.

1) Equations de conservation.

Suivant les notations de la figure 1, les équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement correspondant à une cinématique à 3 corps s'écrivent :

$$\begin{cases} E_o = E_p + E_\alpha + E_R + E^* + Q_o \\ \vec{p}_o = \vec{p} + \vec{p}_\alpha + \vec{q}_R \end{cases}$$



où E^* est l'énergie d'excitation du noyau de recul et $E^* + Q_o = E_s$ représente l'énergie de séparation de l'alpha du noyau initial, lorsque le noyau de recul R est dans l'état d'excitation E^* .

Fig.1. Cinématique de la réaction A(p,pα)B. Les indices o, p, α et R correspondent respectivement au proton incident, au proton sortant, à l'alpha sortant et au noyau de recul B.

Dans le cas le plus général d'une réaction non coplanaire, nous avons 4 équations pour 10 paramètres (y compris E^*), et il reste à mesurer ou à fixer 6 paramètres pour définir complètement les conditions cinématiques.

Mais dans notre type d'expérience nous voulons inclure les conditions de diffusion quasi-libre, correspondant à $\vec{q}_R = \vec{0}$. La cinématique de la réaction coplanaire à 2 corps correspondante donne alors les équations :

$$\begin{cases} E_o = E_p + E_\alpha + E^* + Q_o \\ \vec{p}_o = \vec{p} + \vec{p}_\alpha \end{cases}$$

où figurent 5 paramètres (y compris E^*) pour 3 équations. Ainsi, pour E^* fixé, il ne reste plus qu'un paramètre indépendant.

Les conditions de détection (énergies E_α suffisantes), de statistique ($\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{p-\alpha}$ suffisamment élevée), de mécanisme de réaction (réactions séquentielles et de spallation moins importantes pour $E_\alpha > 20$ MeV), de réduction des événements fortuits et des phénomènes d'empilement d'impulsions sur les jonctions [41], nous ont amenés en général à fixer θ_p à 60°. Ainsi, la condition $\vec{q}_R = \vec{0}$ pour $\theta_p = 60°$ et $E^* = E^*_o$ conduit-elle à l'étude d'une réaction coplanaire.

2) Cas de la réaction coplanaire.

Les 10 paramètres de la réaction à 3 corps la plus générale se réduisent alors à 7, pour 3 équations : il ne reste que 4 paramètres indépendants.

Les conditions θ_p, E_p, θ_α étant fixées pour inclure $\vec{q}_R = \vec{0}$ pour $E^* = E^*_o$, il existe une relation $\vec{q}_R = f(E^*)$ lorsque E^* varie (ou encore $\vec{q}_R = g(E_\alpha)$ du point de vue détection des alphas). Le spectre en énergie d'excitation E^*, obtenu à partir d'un télescope à jonctions placé à l'angle θ_α, correspond à une courbe cinématique $\vec{q}_R(E^*)$, dans la représentation en coordonnées polaires $\vec{q}_R(\theta_R)$ (figure 2-a). Comme $\vec{p}_\alpha$ a une direction fixe (θ_α fixé), $\vec{q}_R = \vec{p}_o - \vec{p} - \vec{p}_\alpha = \text{Cste} - \vec{p}_\alpha$ présente une indicatrice rectiligne

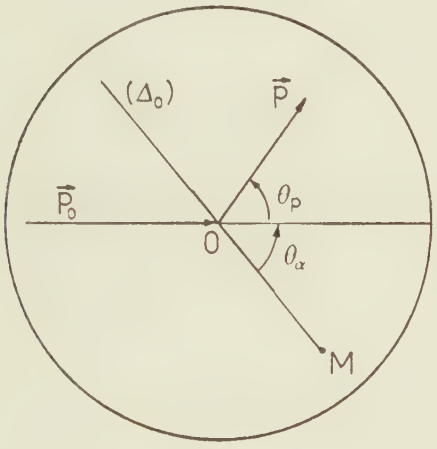


Fig.2 a.

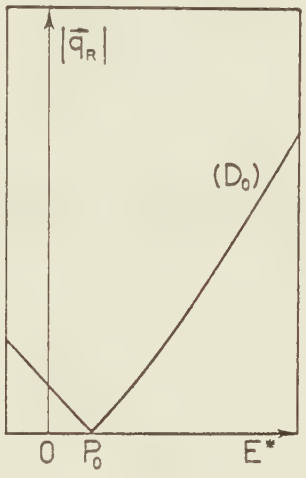


Fig.2 b.

dans cette représentation : l'extrémité du vecteur $\vec{q}_R$ se déplace sur la droite (Δ_o) passant par l'origine O correspondant à la diffusion quasi-libre ($\vec{q}_R = \vec{0}$ pour $E^* = E^*_o$) et par le point fixe M défini par $\vec{OM} = \vec{p}_o - \vec{p}$ ($\vec{OM} = \text{Cste}$). Lorsque E^* croît (ou E_α diminue), l'extrémité du vecteur $\vec{q}_R$ se déplace sur Δ_o, étant du côté opposé à M par rapport à O si $E^* < E^*_o$ (où $E^* = E^*_o$ pour $\vec{q}_R = \vec{0}$), et du côté de M si $E^* > E^*_o$. Choisissant alors de mesurer algébriquement $\vec{q}_R$ sur l'axe orienté par $\vec{p}_\alpha$ (sens de $\vec{OM}$),

$$q_R = \frac{\vec{q}_R \cdot \vec{p}_\alpha}{|\vec{p}_\alpha|}$$

correspond alors de façon biunivoque à $\vec{q}_R$, la direction étant définie par θ_α .

L'expérience nous fournissant des spectres en énergie d'excitation du noyau de recul, il est indispensable de faire apparaître $\vec{q}_R(E^*)$, ou au moins $|\vec{q}_R|(E^*)$. C'est pourquoi nous avons également représenté les courbes cinématiques dans l'espace $(E^*, |\vec{q}_R|)$ de la figure 2-b, où la droite (Δ_o) précédente correspond maintenant à la courbe (D_o) passant par le point P_o (correspondant à la diffusion quasi-libre $E^* = E^*_o, |\vec{q}_R| = 0$) de l'axe des

énergies. Seule la correspondance $E^* \rightarrow |\vec{q}_R|$ est univoque dans cette représentation ; le signe de q_R algébrique défini précédemment (qui correspond au signe de $\frac{\partial |\vec{q}_R|}{\partial E^*}$, pente de la courbe cinématique dans l'espace $(E^*, |\vec{q}_R|)$) permettrait d'avoir une correspondance biunivoque en considérant la région $q_R < 0$, mais nous n'avons sur cette figure cherché qu'à représenter $|\vec{q}_R|(E^*)$, ayant par ailleurs la pente pour nous indiquer le signe de q_R, et aussi la courbe indicatrice de $\vec{q}_R$ dans la représentation polaire.

3) Couverture des espaces $(E^*, |\vec{q}_R|)$ et $\vec{q}_R(\theta_R)$.

a) Méthode générale employée.

Afin de déterminer les distributions en quantité de mouvement $\vec{q}_R$ du noyau de recul, nous voulons couvrir une carte en $(E^*, |\vec{q}_R|)$ allant de 0 à 20 MeV en énergie d'excitation E^* du noyau de recul, et de 0 à 220 MeV/c en quantité de mouvement $|\vec{q}_R|$ de ce noyau. Le diagramme en coordonnées polaires de la figure 2-a nous montre deux types de solutions simples:

- faire tourner la droite (Δ) autour du point fixe M (E_p fixée ; θ_α variable) : c'est la méthode des corrélations angulaires [24,26] ;
- translater (Δ) parallèlement à elle-même (θ_α fixé ; E_p variable) : c'est la méthode de partage d'énergie (entre E_p et E_α) [25,27].

Nous avons adopté une solution mixte, à cause du faible taux de comptage rencontré dans les expériences du type (p,pα) qui nous conduit à entreprendre le plus de mesures simultanées possibles : 2 télescopes ont été utilisés sur la voie α et 3 télescopes ont été placés dans le plan focal d'un analyseur magnétique sur la voie p. A chacun des 3 points fixes M_A, M_B, M_C de l'espace $\vec{q}_R(\theta)$ ainsi définis (fig.3-a) correspondent alors 2

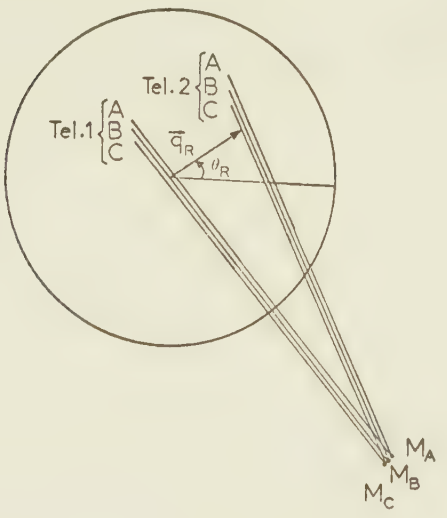


Fig.3 a.

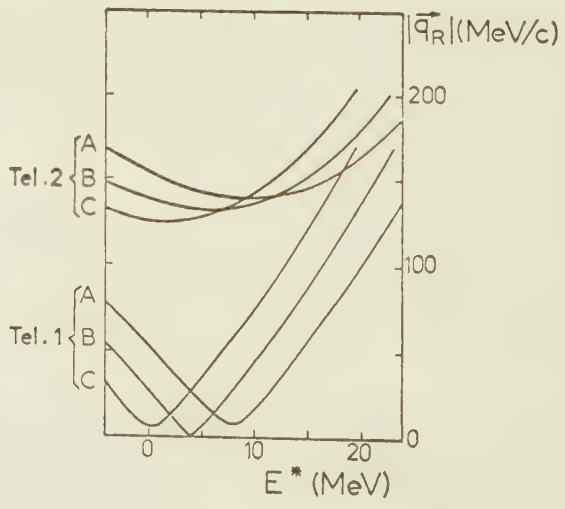


Fig.3 b.

droites (Δ) (issues du point considéré et parallèles à $\vec{p}_{\alpha_1}$ et $\vec{p}_{\alpha_2}$ définis par les 2 télescopes α employés, situés à 15° l'un de l'autre). Les 6 courbes cinématiques obtenues couvrent une grande partie de l'espace $(E^*, |\vec{q}_R|)$, comme le montre la figure 3-b. Le télescope alpha (Tel.1) associé au détecteur central protons (Det.B) permet de remplir la condition quasi-élastique $\vec{q}_R = \vec{0}$ pour $E^*_o \sim 4$ MeV, tandis que les deux autres systèmes obtenus à partir du Tel.1 donnent un minimum pour $|\vec{q}_R|$ vers $E^* \sim 0$ et $E^* \sim 8$ MeV. Avec le second télescope α (situé à 15° du précédent), une zone à $|\vec{q}_R|$ élevé (de 100 à 200 MeV/c pour la région $E^* \sim 0$) est également couverte.

Il suffit d'une seconde mesure sextuple, avec le système θ_{α_1} , E_{p_B} défini pour obtenir la condition quasi-libre $\vec{q}_R = \vec{0}$ vers $E^*_o \sim 16$ MeV, pour couvrir régulièrement l'espace restant de la carte $(E^*, |\vec{q}_R|)$, en particulier la région $E^* < 5$ MeV qui fait essentiellement l'objet de notre étude.

Il faut noter que les valeurs de θ_R correspondant à $|\vec{q}_R|$ donné peuvent varier notablement dans certaines mesures. Afin de conserver la bi-univocité entre le vecteur $\vec{q}_R$ et sa représentation algébrique, nous étendons ici la définition donnée précédemment :

$$q_R = |\vec{q}_R| \; \frac{\vec{q}_R \cdot \vec{p}_\alpha}{|\vec{q}_R \cdot \vec{p}_\alpha|}$$

ce qui détermine le signe de q_R en chaque point d'un spectre en énergie d'excitation du noyau de recul, le vecteur $\vec{q}_R$ n'étant plus ici colinéaire à $\vec{p}_\alpha$. Les calculs effectués lors de l'analyse DWIA ont tenu compte des valeurs de q_R pour tous les points considérés.

b) *Conditions particulières.*

α) *Expérience préliminaire.*

Lors de notre expérience exploratoire [32], nous n'avons utilisé qu'un télescope protons, ce qui n'a permis de couvrir qu'un domaine restreint en q_R pour $E^* \sim 0$ ($|\vec{q}_R|(0) \sim 0$ pour le Tel.1 ; $|\vec{q}_R|(0) \sim 90$ MeV/c pour le Tel.2).

β) *Mesures supplémentaires.*

Pour la plupart des mesures réalisées, $\theta_p = 60°$ et E_p varie entre 90 et 110 MeV, ce qui donne une quantité de mouvement transférée sensiblement constante (∿ 520 MeV/c), et donc une représentation $d^3\sigma(q_R)$ très proche de $P(q_R)$, la section efficace $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{p-\alpha}$ et le facteur cinématique F variant peu lors de ces mesures (voir chapitre III,B).

Dans le cas de ^{24}Mg et de ^{40}Ca, une troisième mesure a été effectuée, en vue d'obtenir $d^3\sigma(q_R)$ pour le niveau fondamental 0^+ du noyau de recul à des valeurs opposées de q_R, permettant ainsi de vérifier le mécanisme de la réaction par l'étude du comportement de $d^3\sigma(q_R)$ au voisinage de $q_R = 0$, une allure symétrique correspondant bien à une réaction de diffusion quasi-libre. Par ailleurs, le choix de $\theta_p \sim 67°$ a permis égale-

ment de contrôler la validité de la factorisation de la section efficace libre.

Enfin, dans le cas du ^{40}Ca, nous avons réalisé une quatrième mesure, avec des conditions angulaires sensiblement symétriques par rapport à la condition de diffusion quasi-libre pour les 2 télescopes α, de façon à obtenir pour les 6 spectres une quantité de mouvement $60 \leqslant |\vec{q}_R| \leqslant 90$ MeV/c dans la région $E^* < 6$ MeV, augmentant ainsi la statistique dans une zone où plusieurs états finals présentent des excitations comparables dans la réaction (p,pα).

c) *Ensemble des conditions de mesure.*

Les courbes cinématiques correspondant à toutes les mesures effectuées sur les noyaux de la couche (2s-1d) sont présentées dans les figures 4, 5 et 6.

Notons que les limites supérieures des courbes de la carte en $(E^*, |\vec{q}_R|)$ (figs.4-a, 5-a, 6-a) correspondent aux particules α les moins énergiques (∿ 15 MeV centre cible), et que les deux limites des segments de droite du diagramme en polaires $\vec{q}_R(\theta_R)$ (figs. 4-b,5-b,6-b) sont données par $\vec{p}_{\alpha_{max}}$ et $\vec{p}_{\alpha_{min}}$ (correspondant à des énergies E_α de 60 et 15 MeV).

Les positions correspondant aux niveaux fondamental 0^+ et premier excité 2^+ du noyau de recul sont indiquées sur chaque courbe cinématique, tandis que les valeurs de q_R et E_α correspondantes sont précisées dans les tables 1, 2 et 3.

B - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

1) Ensemble du dispositif - Détecteurs - Etalonnage.

L'ensemble du dispositif est présenté sur la figure 3 du chapitre I,B. Lors de l'expérience préliminaire [32], les télescopes α (ΔE,E) étaient situés à 30 cm de la cible et à 10° l'un de l'autre, seul le télescope B étant présent sur la voie protons (figure 1 du chapitre I,A). Par la suite, les télescopes α ont été rapprochés à 22 cm de la cible, leur angle relatif passant à 15°, tandis que 3 télescopes à protons (A, B et C) étaient placés à 12 cm l'un de l'autre dans le plan focal de l'analyseur, permettant d'obtenir des énergies E_p séparées de 3,5 MeV.

Les détecteurs sont également décrits au chapitre I. Notons seulement que les préamplificateurs de charge ont été placés dans la chambre à réaction, le plus près possible des jonctions refroidies par effet Peltier, afin de diminuer le bruit de fond, les signaux délivrés étant de 20 mV/MeV en ΔE et 10 mV/MeV en E. Un amplificateur de gain 10, placé sur la voie ΔE dans la salle d'expérience, permettait de transmettre un signal convenable en salle de physique.

Tables 1, 2 et 3. Conditions cinématiques et résultats expérimentaux obtenus lors des différentes mesures effectuées sur la réaction A(p,pα)B, avec les 3 noyaux ^{24}Mg (table 1), ^{28}Si (table 2) et ^{40}Ca (table 3).

- L'identification des spectres correspond au dispositif expérimental décrit aux chapitres I,B et II,A (fig.3) :
  M est le numéro de la mesure (1, 2, 3 ou 4) ;
  p indique le télescope protons (A, B ou C);
  α indique le télescope à jonctions (1 ou 2) ;
- θ_p, θ_α (E_p,E_α) sont les angles, en degrés (énergies, en MeV) des protons et des alphas;
- n_p et n_c sont les nombres de protons incidents et de noyaux cible par cm^2 ;
- N_V et N_F sont les nombres totaux d'événements dans les spectres "vrais" et "fortuits", tandis que n_V et n_F correspondent aux événements "vrais" et "fortuits" situés dans la région en énergie d'excitation inférieure à E_{limite} [$E_{limite} = E^*(2^+) + \Delta E^*(2^+)$ pour ^{20}Ne et ^{24}Mg ; $E_{limite} = 6$ MeV pour ^{36}A] ;
- q_R, défini en 3)a, indique la quantité de mouvement (en MeV/c) pour l'état considéré (0^+ ou 2^+) du noyau de recul B [énergie d'excitation E^* figurant dans les tables 8, 9 et 10 du chapitre III,B.1)c];
- $d^3\sigma$ et Δ représentent la section efficace expérimentale $d^3\sigma/dE_p\, d\Omega_p\, d\Omega_\alpha$ et l'incertitude correspondante (en μb.MeV^{-1}.sr^{-2});
- ΔE^* et Δq_R sont les résolutions obtenues en énergie d'excitation (en MeV) et en quantité de mouvement (en MeV/c) du noyau de recul, dans la région considérée du spectre.

Figures 4, 5 et 6. Courbes cinématiques dans la carte (E^*,$|\vec{q}_R|$) (figures a) et indicatrices de $\vec{q}_R$ dans la représentation en coordonnées polaires $\vec{q}_R(\theta_R)$ (figures b), pour les différentes mesures effectuées sur la réaction A(p,pα)B, avec les 3 noyaux ^{24}Mg (fig.4), ^{28}Si (fig.5) et ^{40}Ca (fig.6).

- Ces figures sont destinées à illustrer les tables 1, 2 et 3 qui leur sont apposées.
- Les quantités de mouvement sont en MeV/c, les énergies en MeV et les angles en degrés ;
- les mesures 1/2/3/4 correspondent respectivement aux courbes en continu/pointillé/tireté/trait-point ;
- les positions correspondant aux niveaux 0^+ et 2^+ du noyau de recul B sont indiquées par des flèches (figs.a) ou les symboles ● et ▲ (figs.b); le groupe de niveaux à 4.4 MeV de ^{36}A est indiqué par le symbole ■ sur la figure 6.

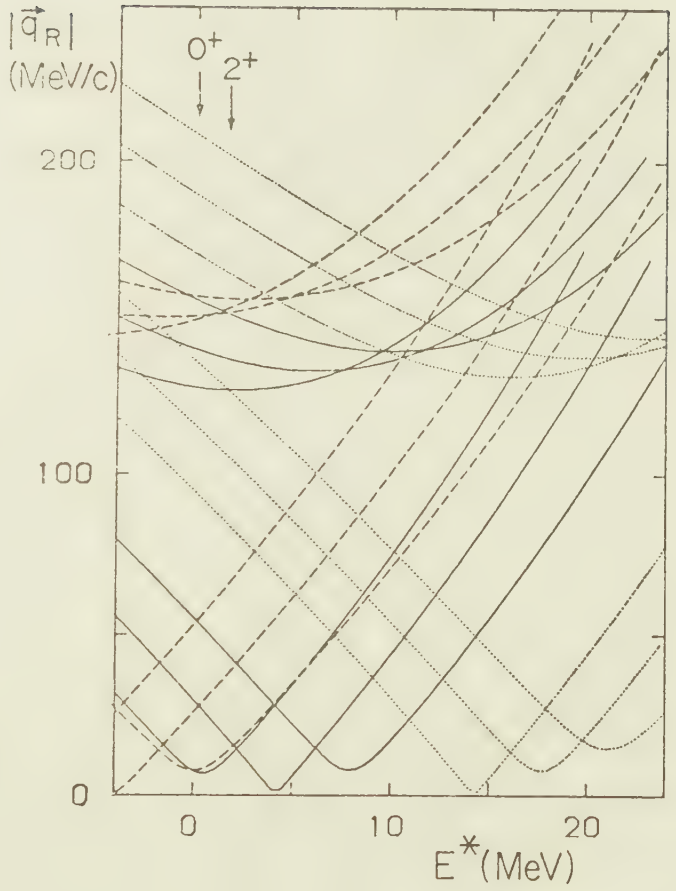

$|\vec{q}_R|$
(MeV/c)
0+
2+
200
100
0
0
10
20
E*(MeV)

Fig.4a.

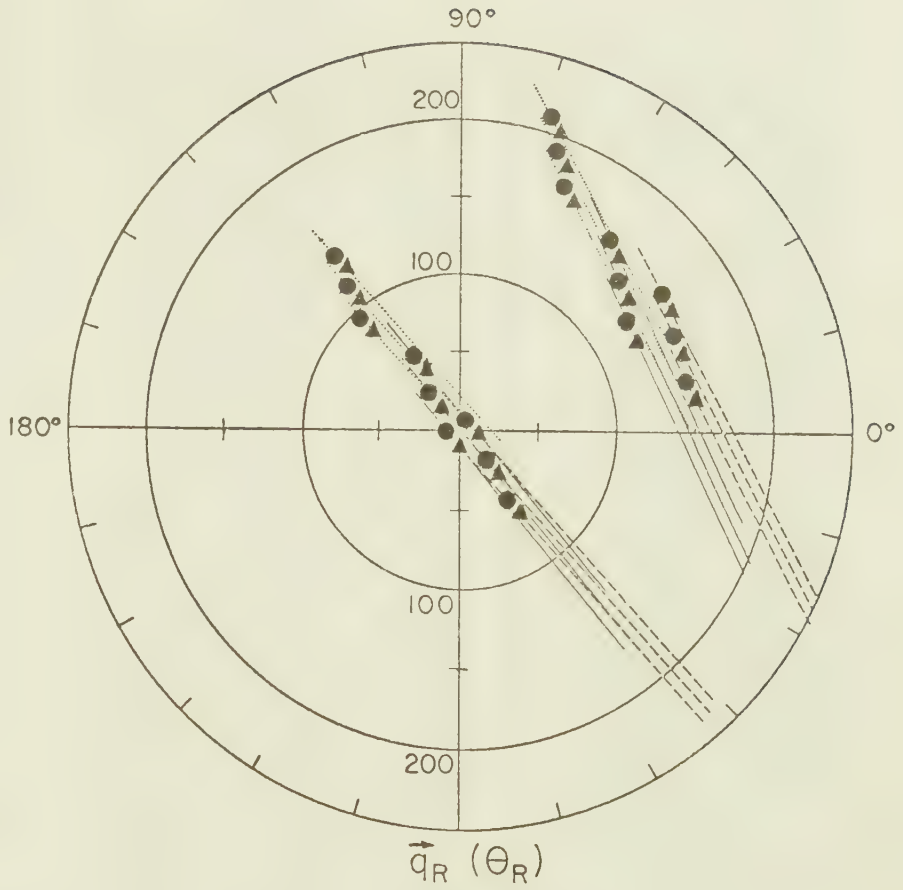

90°
200
100
180°
0°
100
200
$\vec{q}_R$ (Θ_R)

Fig.4b.

$^{24}Mg(p,p\alpha)^{20}Ne$				n_p	n_c	Spectre total		REGION $E^* < E^*_{limite}$								ΔE^*	Δq_R
								n_v	n_F	NIVEAU 0^+				NIVEAU 2^+					
M/p/α	θ_p	θ_α	E_p			N_V	N_F			E_α	q_R	$d^3\sigma$	Δ	E_α	q_R	$d^3\sigma$	Δ		
1A1	60.0	50.1	103.8	4.91+15	6.01+20	137	18	44	3	43.8	-56.	1.18	.32	42.2	-45.	.80	.31	2.2	30.
1B1	60.0	50.1	107.2	4.91+15	6.01+20	155	25	67	1	40.4	-30.	2.52	.52	38.8	-19.	.73	.51	2.3	30.
1C1	60.0	50.1	110.6	4.91+15	6.01+20	131	18	67	5	37.1	-8.	2.00	.42	35.5	10.	.74	.39	2.4	30.
1A2	60.0	64.8	103.8	4.91+15	6.01+20	66	15	10	0	43.2	-156.	.40	.15	41.6	-151.	.17	.10	2.2	23.
1B2	60.0	64.8	107.2	4.91+15	6.01+20	70	14	6	2	40.0	-140.	.22	.11	38.3	-136.	.06	.06	2.3	26.
1C2	60.0	64.8	110.6	4.91+15	6.01+20	41	10	4	0	36.7	-127.	.00	.05	35.1	-126.	.22	.11	2.4	29.
2A1	60.0	47.9	91.9	5.60+15	6.01+20	58	7	7	1	55.3	-136.	.10	.07	53.7	-127.	.20	.10	2.1	34.
2B1	60.0	47.9	95.0	5.60+15	6.01+20	66	13	13	3	52.3	-116.	.24	.11	50.8	-106.	.24	.11	2.1	34.
2C1	60.0	47.9	98.1	5.60+15	6.01+20	79	12	25	1	49.4	-95.	.33	.12	47.8	-85.	.80	.19	2.2	33.
2A2	60.0	62.6	91.9	5.60+15	6.01+20	49	7	7	1	54.6	-209.	.30	.12	53.1	-202.	.00	.05	2.1	17.
2B2	60.0	62.6	95.0	5.60+15	6.01+20	44	11	4	2	51.7	-183.	.05	.05	50.2	-183.	.05	.05	2.1	18.
2C2	60.0	62.6	98.1	5.60+15	6.01+20	45	12	5	0	48.8	-170.	.19	.09	47.3	-164.	.05	.05	2.2	19.
3A1	67.4	47.7	103.8	6.82+15	4.31+20	58	4	16	0	43.9	-8.	.75	.22					2.2	32.
3B1	67.4	47.7	107.2	6.82+15	4.31+20	43	8	22	1	40.5	24.	.67	.20					2.2	32.
3C1	67.4	47.7	110.6	6.82+15	4.31+20	43	6	23	2	37.1	52.	.53	.18					2.3	29.

Table 1.

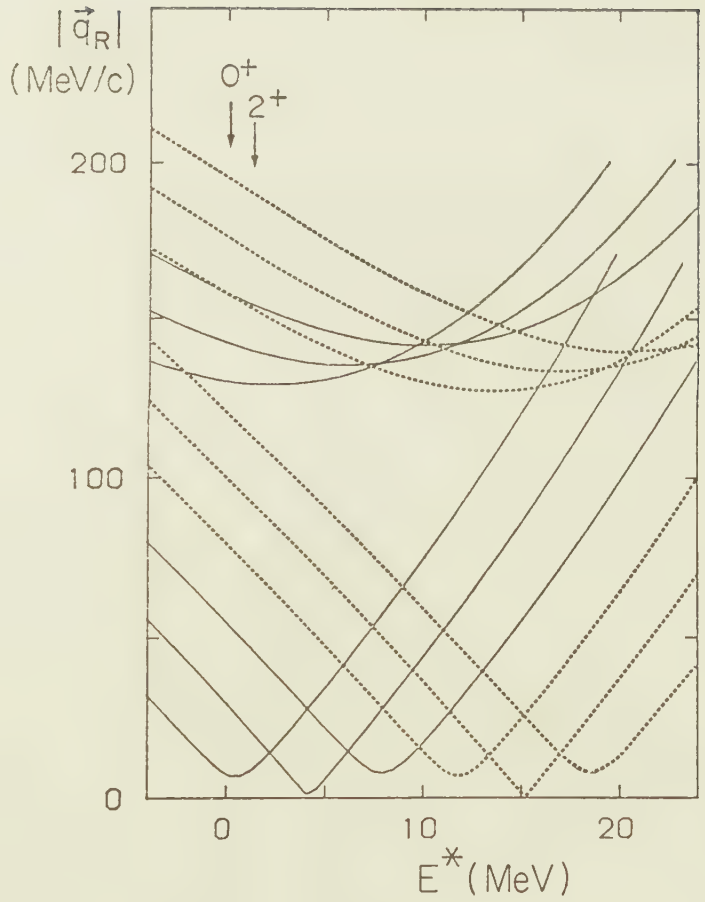

$|\vec{q}_R|$
(MeV/c)
0+
2+
200
100
0
0
10
20
E* (MeV)

Fig.5a.

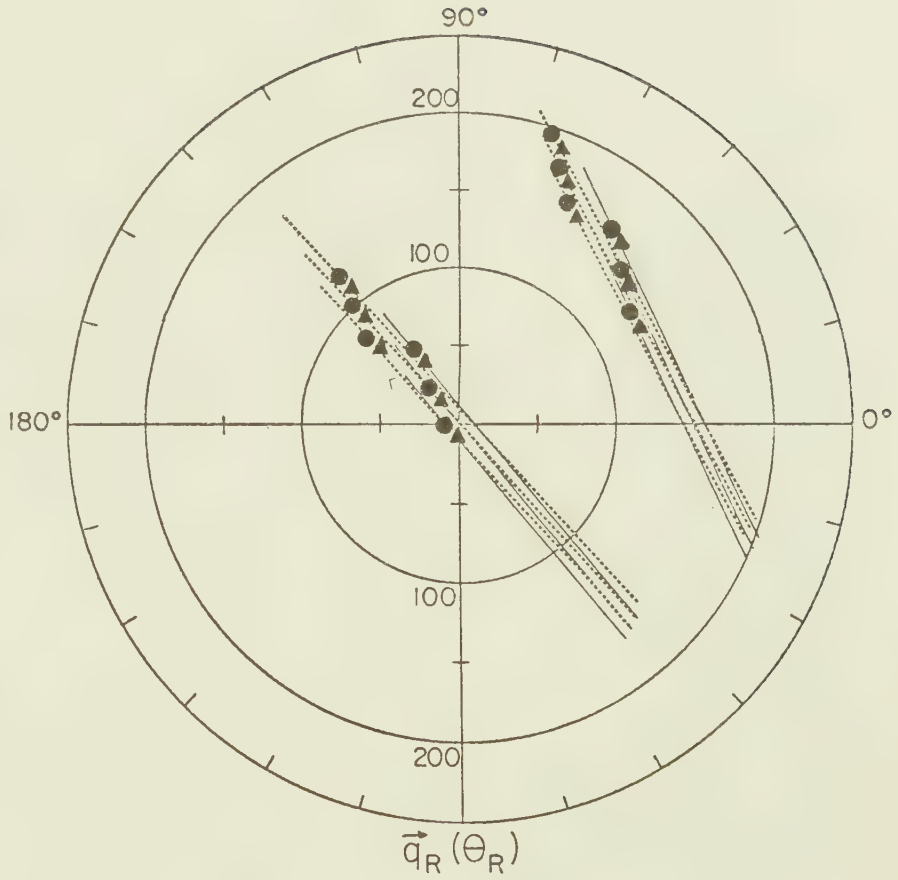

90°
200
100
180°
0°
100
200
$\vec{q}_R(\theta_R)$

Fig.5b.

$^{28}Si(p,p\alpha)^{24}Mg$				n_p	n_c	Spectre total		REGION $E^* < E^*_{limite}$											
								n_V	n_F	NIVEAU 0^+				NIVEAU 2^+				ΔE^*	Δq_R
M/p/α	θ_p	θ_α	E_p			N_V	N_F			E_α	q_R	$d^3\sigma$	Δ	E_α	q_R	$d^3\sigma$	Δ		
1A1	60.0	50.0	103.3	8.66+15	4.45+20	145	12	32	1	43.7	-56.	.80	.17	42.3	-47.	.38	.12	2.7	31.
1B1	60.0	50.0	106.6	8.66+15	4.45+20	145	23	46	2	40.4	-30.	1.25	.26	39.0	-21.	.41	.21	2.8	30.
1C1	60.0	50.0	110.0	8.66+15	4.45+20	110	18	45	2	37.1	-8.	1.57	.29	35.7	9.	.00	.22	2.9	31.
1A2	60.0	65.0	103.3	8.66+15	4.45+20	68	11	7	1	43.2	-158.	.11	.07	41.8	-155.	.11	.07	2.7	25.
1B2	60.0	65.0	106.6	8.66+15	4.45+20	57	5	5	1	39.9	-142.	.15	.07	38.6	-140.	.00	.04	2.8	28.
1C2	60.0	65.0	110.0	8.66+15	4.45+20	43	10	11	0	36.7	-130.	.14	.07	35.3	-129.	.25	.09	2.9	30.
2A1	60.0	47.5	93.6	1.56+16	3.85+20	254	87	17	4	53.1	-121.	.16	.07	51.8	-113.	.19	.07	2.4	35.
2B1	60.0	47.5	96.6	1.56+16	3.85+20	201	66	21	2	50.1	-101.	.37	.10	48.8	-93.	.13	.00	2.4	34.
2C1	60.0	47.5	99.7	1.56+16	3.85+20	167	70	18	2	47.2	-81.	.31	.09	45.8	-72.	.13	.06	2.5	33.
2A2	60.0	62.5	93.6	1.56+16	3.85+20	104	37	2	2	52.6	-195.	.00	.03	51.2	-190.	.03	.06	2.3	19.
2B2	60.0	62.5	96.6	1.56+16	3.85+20	90	24	6	0	49.7	-176.	.06	.05	48.3	-171.	.13	.06	2.4	19.
2C2	60.0	62.5	99.7	1.56+16	3.85+20	73	12	8	1	46.8	-158.	.12	.06	45.4	-153.	.10	.05	2.5	21.

Table 2.

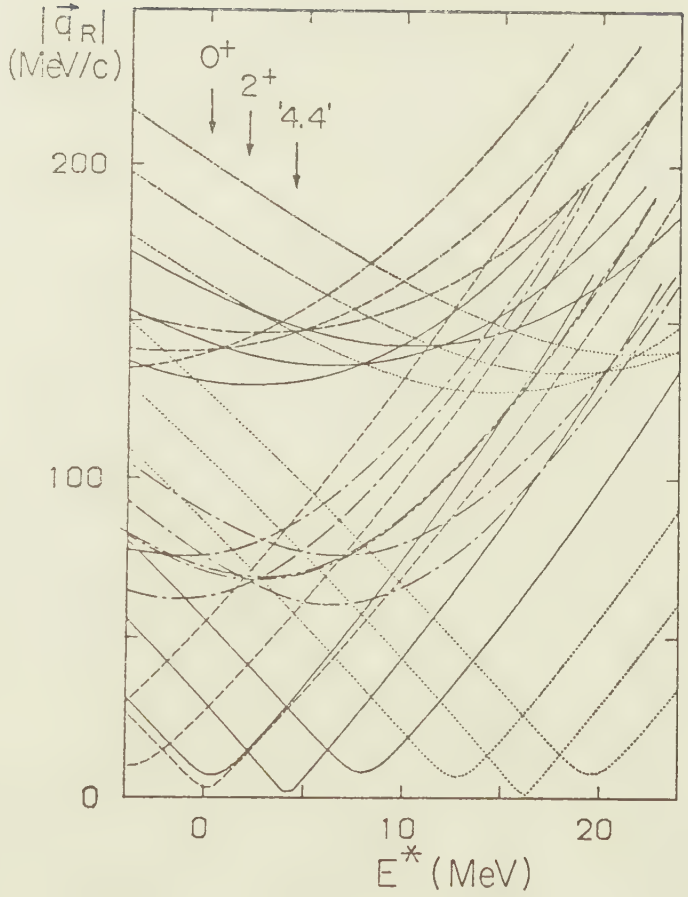

$|\vec{q}_R|$
(MeV/c)
0+
2+
'4.4'
200
100
0
0
10
20
E* (MeV)

Fig.6a.

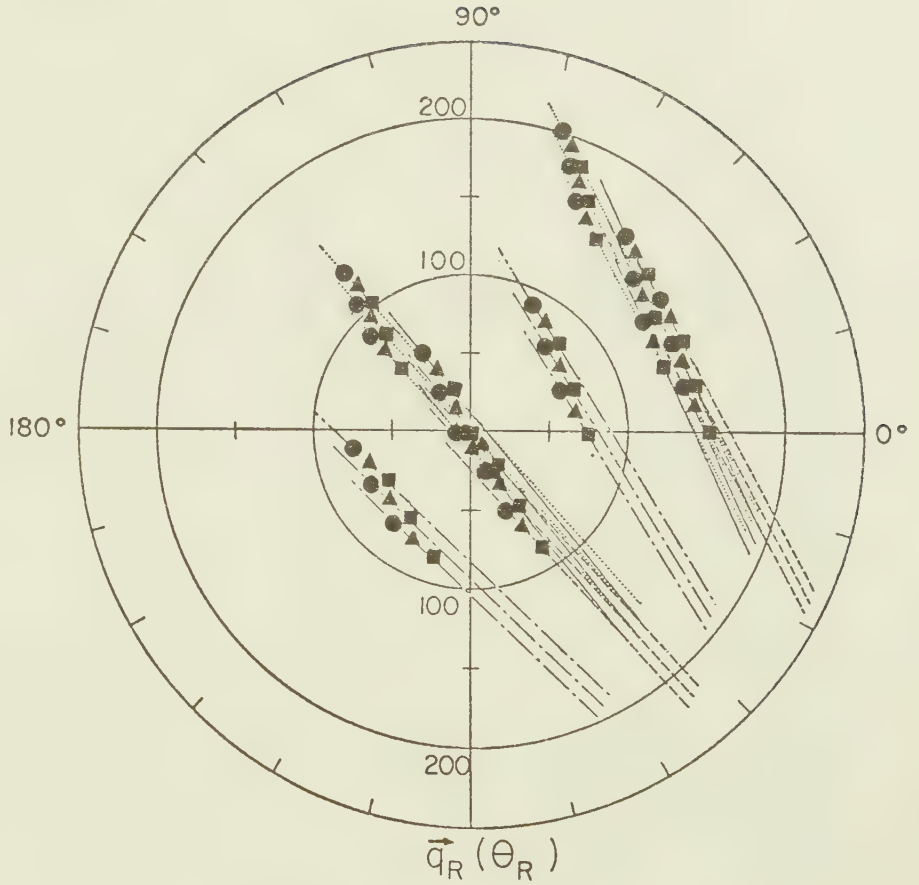

90°
200
100
180°
0°
100
200
$\vec{q}_R(\theta_R)$

Fig.6b.

$^{40}Ca(p,p\alpha)^{36}A$				n_p	n_c	Spectre total		REGION $E^* < E^*_{limite}$										ΔE^*	Δq_R
								n_V	n_F	NIVEAU 0^+				NIVEAU 2^+					
M/p/α	θ_p	θ_α	E_p			N_V	N_F			E_α	q_R	$d^3\sigma$	Δ	E_α	q_R	$d^3\sigma$	Δ		
1A1	60.0	50.6	105.8	1.18+16	3.03+20	212	19	75	2	44.1	-56.	2.11	.34	42.1	-43.	.31	.25	2.7	30.
1B1	60.0	50.6	109.2	1.18+16	3.03+20	225	18	109	2	40.7	-30.	2.53	.37	38.7	-17.	.64	.29	2.8	30.
1C1	60.0	50.6	112.7	1.18+16	3.03+20	179	13	97	3	37.3	-8.	1.95	.35	35.3	12.	.88	.32	2.9	31.
1A2	60.0	65.6	105.8	1.18+16	3.03+20	128	26	36	2	43.8	-160.	.36	.12	41.8	-154.	.40	.13	2.7	27.
1B2	60.0	65.6	109.2	1.18+16	3.03+20	107	12	34	1	40.4	-143.	.23	.10	36.4	-139.	.39	.12	2.8	29.
1C2	60.0	65.6	112.7	1.18+16	3.03+20	93	14	34	2	37.0	-131.	.19	.08	35.1	-129.	.19	.08	2.9	31.
2A1	60.0	48.0	95.3	1.21+16	3.03+20	203	42	32	3	54.4	-128.	.35	.12	52.5	-116.	.65	.17	2.4	35.
2B1	60.0	48.0	99.4	1.21+16	3.03+20	197	35	34	3	51.4	-107.	.67	.17	49.4	-95.	.42	.13	2.5	35.
2C1	60.0	48.0	101.5	1.21+16	3.03+20	157	38	40	1	48.3	-86.	.87	.23	46.4	-74.	.64	.22	2.5	34.
2A2	60.0	63.0	95.3	1.21+16	3.03+20	139	32	17	1	54.0	-201.	.13	.08	52.1	-193.	.30	.12	2.4	19.
2B2	60.0	63.0	99.4	1.21+16	3.03+20	158	30	15	2	51.1	-182.	.09	.06	49.1	-173.	.13	.07	2.5	20.
2C2	60.0	63.0	101.5	1.21+16	3.03+20	112	22	17	1	48.1	-162.	.08	.06	46.1	-155.	.12	.07	2.6	21.
3A1	67.3	47.2	105.9	8.96+15	2.98+20	97	11	42	1	44.1	-3.	1.55	.29	42.1	11.	.27	.12	2.7	30.
3B1	67.3	47.2	109.3	8.96+15	2.98+20	101	8	49	0	40.7	26.	1.28	.36	38.7	39.	1.15	.37	2.8	29.
3C1	67.3	47.2	112.7	8.96+15	2.98+20	82	7	50	2	37.2	54.	1.36	.26	35.2	68.	.86	.21	2.9	28.
3A2	67.3	62.2	105.9	8.96+15	2.98+20	53	7	10	1	43.8	-147.	.05	.05	41.8	-140.	.09	.05	2.7	30.
3B2	67.3	62.2	109.3	8.96+15	2.98+20	38	5	9	0	40.4	140.	.00	.05	38.4	142.	.16	.09	2.8	32.
3C2	67.3	62.2	112.7	8.96+15	2.98+20	26	2	12	0	37.0	139.	.05	.05	35.0	144.	.25	.11	2.9	33.
4A1	60.0	43.5	107.6	1.32+16	1.56+20	116	18	42	2	42.3	-76.	1.17	.28	40.3	-69.	.82	.24	2.3	27.
4B1	60.0	43.5	111.1	1.32+16	1.56+20	98	22	36	3	38.8	-71.	.86	.24	36.9	-68.	.92	.25	2.3	24.
4C1	60.0	43.5	114.5	1.32+16	1.56+20	104	15	38	1	35.3	76.	.77	.22	33.4	78.	.83	.23	2.4	25.
4A2	60.0	58.6	107.6	1.32+16	1.56+20	82	17	19	0	42.3	-90.	.27	.14	40.3	-84.	.41	.17	2.3	23.
4B2	60.0	58.6	111.1	1.32+16	1.56+20	58	16	22	4	38.8	-72.	.20	.11	36.9	-69.	.59	.20	2.3	28.
4C2	60.0	58.6	114.5	1.32+16	1.56+20	68	6	28	0	35.4	63.	.70	.21	33.4	66.	.56	.19	2.4	30.

Table 3.

θ_p (degrés)	E_p (MeV)	θ_α (degrés)	E_α (MeV)	ΔE (MeV)	E (MeV)
46.0	132.8	61.0	24.16	5.80	16.41
60.0	119.4	52.8	37.61	3.74	32.49
71.0	108.5	46.7	48.51	3.01	44.37

Table 4. Conditions cinématiques pour l'étalonnage en p-^{4}He. (ΔE et E sont les pertes d'énergie dans les jonctions pour une particule α ayant l'énergie E_α centre cible).

Les étalonnages en énergie, en temps et en angle, obtenus par diffusion élastique de protons sur l'Hélium (voir chapitre I,B) ont été réalisés dans les conditions données par la table 4.

2) Electronique.

Le nombre de détecteurs (2 sur la voie α, 3 sur la voie p) a entraîné un accroissement sensible de l'électronique, dû essentiellement à la multiplication des circuits de coïncidence et des voies linéaires. Le schéma de la figure 7 représente une partie du dispositif électronique, correspondant à la liaison de la voie protons avec l'une des 2 voies alphas.

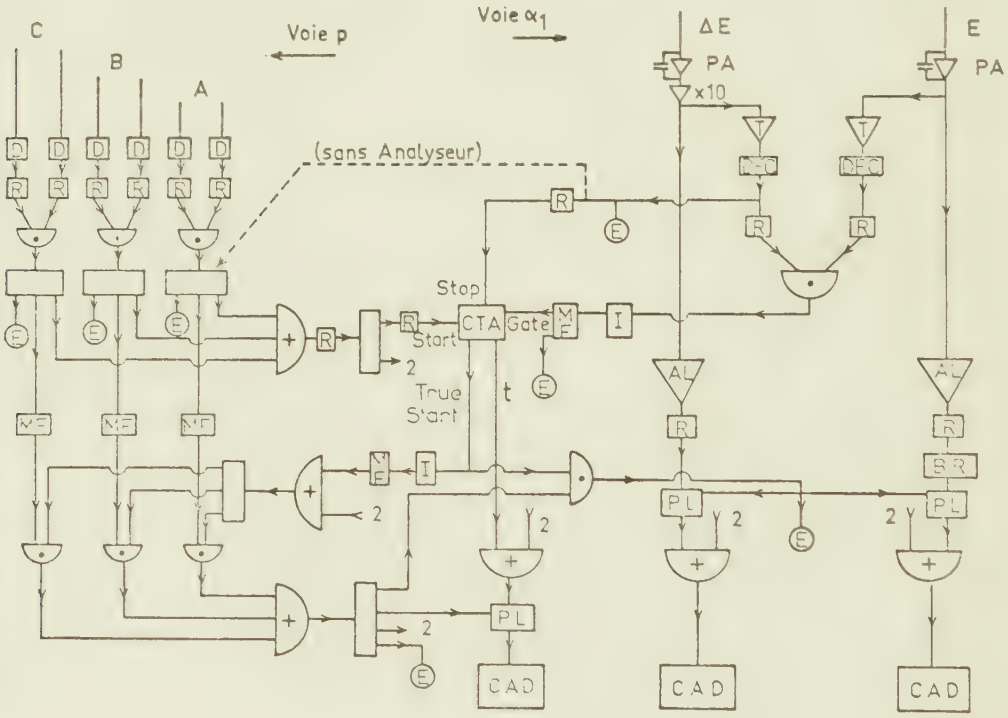


Fig.7. Schéma électronique partiel (voies p et α_1).
A, B, C = télescopes voie protons ; ΔE,E = télescopes voie jonctions ; PA = préamplificateur ; D = discriminateur ; DFC = discriminateur à fraction constante ; T = amplificateur à filtrage de temps ; R = retard ; E = échelle de comptage ; MF = mise en forme ; I = inverseur ; AL = amplificateur linéaire ; CTA = convertisseur temps-amplitude ; BR = rétablisseur de ligne de base ; CAD = convertisseur analogique digital ; les signes • et + indiquent respectivement une coïncidence et une somme ; les entrées et sorties correspondant à la voie α_2 sont indiquées par le chiffre 2.

a) *Voie protons : électronique logique.*

Les protons étant déjà identifiés par les détecteurs (aux valeurs du champ magnétique employées, seuls les protons traversent l'écran d'aluminium utilisé), et leur énergie étant définie, l'électronique de cette voie est logique.

Les photomultiplicateurs sont suivis d'un circuit de coïncidence rapide ($2\tau \sim 20$ ns) dont les signaux sont dirigés :

- vers les "START" des 2 convertisseurs temps-amplitude (CTA) utilisés pour les 2 voies α.
- vers un "IDENTIFICATEUR" qui code les "bits" d'identification correspondants du mot transmis à l'ordinateur, ainsi que ceux venant des "TRUE START" des CTA, identifiant ainsi la voie α concernée. L'Identificateur envoie alors un signal d'autorisation d'analyse vers les deux voies α et d'ouverture de porte sur la voie temps, vers le convertisseur analogique-digital (CAD) correspondant.

b) *Voie alphas : électronique logique et linéaire.*

Chaque télescope α est suivi d'un circuit de coïncidence rapide ($2\tau \sim 40$ ns) dont les signaux logiques ouvrent la porte ("GATE") du CTA correspondant, pendant 200 ns, le discriminateur à fraction constante (DFC) situé sur la voie ΔE donnant le "STOP" du CTA 50 ns avant la fermeture de porte (figure 8). Le temps t écoulé entre l'arrivée du "START" des voies protons (qui correspond à l'envoi du "TRUE START" vers l'Identificateur) et l'arrivée du "STOP" de la voie α concernée est converti en amplitude. Les seuils des DFC de la voie ΔE servent à éliminer les signaux venant de particules très pénétrantes (protons, deutons), tandis que ceux des DFC de la voie E éliminent les signaux de particules de basse énergie, avant la coïncidence rapide ΔE-E.

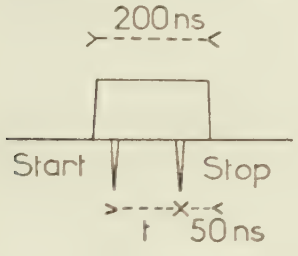


Fig.8.

Une coïncidence entre le signal d'autorisation d'analyse de l'Identificateur et le "TRUE START" ouvre alors les portes de la voie linéaire α correspondante. Les impulsions ΔE et E amplifiées sont alors transmises vers les CAD communs aux 2 voies (512 canaux pour 10 V en ΔE et E).

Grâce au codage des télescopes α, on sépare les spectres correspondants pour visualiser E_1 et E_2, ΔE_1 et ΔE_2, t_1 et t_2 sur des Blocs Mémoire (BM 96), ayant ainsi un contrôle permanent de l'expérience. Un TRIDAC donne d'autre part une représentation tridimensionnelle ($N \times E \times \Delta E$) pour chaque télescope α, permettant le contrôle direct de l'acquisition et de l'identification des alphas (voir 3)b.).

3) Traitement informatique en ligne.

Pendant toute l'expérience, un contrôle informatique continu de l'acquisition a été réalisé en ligne, grâce à un poste de visualisation situé en salle de physique, à l'aide des ordinateurs IBM 370-135 (320 K mots) et T 1600 (12 K mots) [42] de l'ensemble ARIEL ("Acquisition et Réduction d'Informations d'Expériences en Ligne") de l'Institut de Physi-

que Nucléaire d'Orsay. Chaque événement p-α, converti en un mot binaire, était immédiatement analysé en temps et en énergie avec des limites provisoires, de façon à mettre à jour les spectres de coïncidences vraies et fortuites correspondants, et de comparer les valeurs ainsi affichées aux échelles de comptage de l'électronique.

De plus, le stockage de tous les événements codés dans des cartes bidimensionnelles (ΔE,E), après séparation en temps, permettait d'obtenir à tout moment, les spectres en énergie correspondant à la mesure en cours.

Enfin, le stockage en vrac des événements a permis l'analyse définitive, après obtention de limites précises en temps et en énergie.

a) Mode d'acquisition.

Les "bits" correspondant à ΔE, E, t et aux codes d'identification des voies p et α vont constituer un mot binaire de 32 bits, par l'intermédiaire d'un coupleur CI32. Ce mot représentant l'événement est ensuite traité par notre programme d'acquisition après transmission à l'ordinateur. Sur la figure 9, le coupleur CI32 reçoit les informations codées et un affichage lumineux sur le CI32 (chaque case du dessin correspond à une diode représentant l'un des 32 bits du mot) permet de connaître la structure du dernier "mot-événement" envoyé vers l'ordinateur (contrôle de la transmission). La structure du mot ainsi constitué est présentée à droite de la figure, les bits de plus faible poids étant en haut, le bit 32 correspondant au signal de fin de mesure.

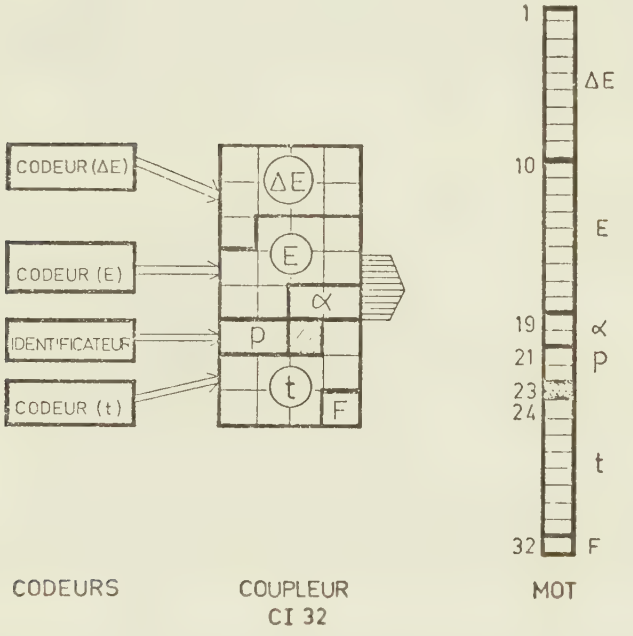


Fig.9. Transmission des événements codés.

Les mots de la voie correspondant à notre salle d'expérience sont accumulés dans une mémoire tampon et transmis à travers le T 1600. Un poste de visualisation et de contrôle 3277 permet de dialoguer avec le programme principal qui travaille en temps partagé avec les autres utilisateurs. Le taux de comptage faible (de l'ordre de quelques événements par minute) autorise en effet le traitement complet en ligne : contrôle de la qualité des mesures et de la marche de l'expérience ; stockage en vrac de tous les événements transmis (information chronologique conservée). Pour cette partie constituée essentiellement de classement, nous utilisons le langage PL/1 qui permet de traiter facilement la chaîne de bits constituant le "mot-événement" (utilisation des structures et du chaînage). Le classement a été effectué en mode d'accès direct Régional (1) sur un disque magnétique de l'unité IBM 3330 d'ARIEL. La mise en acquisition par le programme général débloquant les convertisseurs, les événements sont transmis, classés en vrac et analysés en temps et en énergie, de façon à mettre à jour l'écran de visualisation de l'unité 3277 de la salle de physique, où figurent les nombres d'événements alphas vrais

et fortuits pour chacun des 6 spectres d'une mesure, le bit "fin de mesure" ouvrant à nouveau le dialogue avec le programme général de contrôle.

b) *Identification des alphas.*

Nous avons identifié les particules α en ligne, par la mesure simultanée de leur perte d'énergie spécifique ΔE et de leur énergie totale restante E dans le télescope à jonctions correspondant, ayant défini des courbes séparatrices par interpolation linéaire sur deux séries de points de séparation obtenus dans les cartes (ΔE,E) de chaque télescope α lors de mesures préalables sans coïncidence. Les 9 bits en ΔE et E permettaient une conversion en 512 canaux, mais la faible résolution expérimentale (de l'ordre de 2 MeV) nous a incités à constituer des cartes de (128 × 128) canaux à partir des bits de plus fort poids (1 canal correspondant à environ 0.12 MeV en ΔE et 0.56 MeV en E, suivant les dynamiques employées). Pour les 6 détecteurs, nous constituons ainsi 12 cartes (ΔE,E) correspondant aux événements vrais (6 cartes) et fortuits (6 cartes) dans un espace de dimension 384 × 512. Le programme de classement fait alors correspondre à tout événement reçu une cellule de cet espace, d'après les bits d'identification et les valeurs de ΔE, E et t.

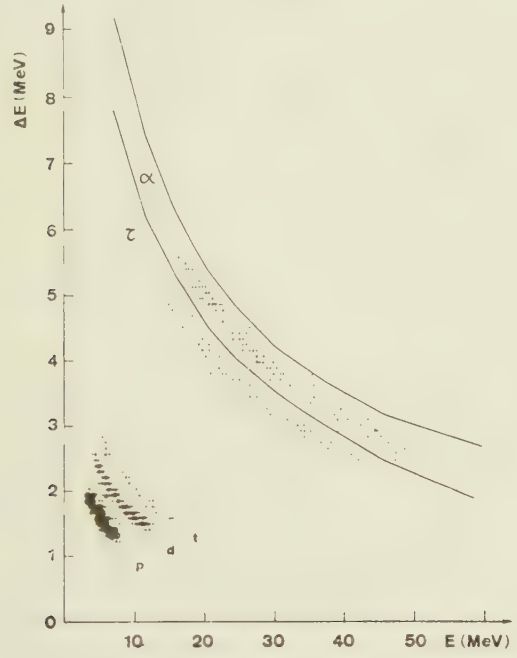
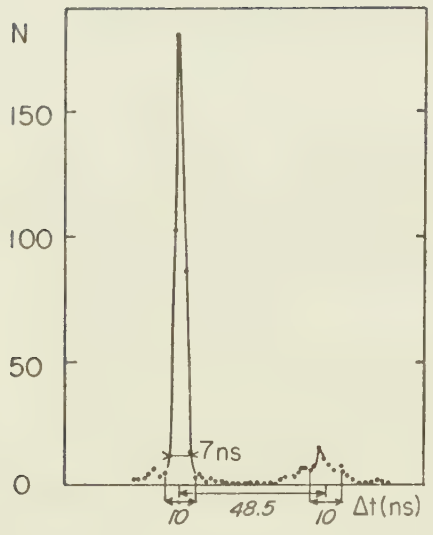


Fig.10. Carte (ΔE,E) avec courbes séparatrices pour les α.

La figure 10 représente une des 12 cartes (ΔE,E), dans le cas du ^{28}Si ; les courbes séparatrices tracées montrent la séparation entre α et τ, les coupures aux basses énergies venant des seuils des discriminateurs à fraction constante.

c) *Séparation en temps.*

La séparation entre événements vrais et fortuits a également été faite en ligne, grâce à des limites en temps obtenues au départ d'après les spectres des CTA au BM 96. Ces limites grossières (30 ns de large) correspondaient à tous les types de particules dans la voie jonctions, tandis qu'en diffusion élastique de protons sur l'hélium le pic CTA correspondant aux α n'avait que 1.6 ns de large. Aussi avons-nous constitué des spectres en temps après séparation des particules α.



La figure 11 montre que la résolution en temps, obtenue sur un spectre α séparé sorti à l'imprimante 1403 d'ARIEL, est d'environ 4 ns. Nous avons donc défini des limites en temps dans une fenêtre de 10 ns pour les événements vrais, les limites fortuites étant décalées des 48,5 ns correspondant à la période R.F. du synchrocyclotron.

Fig.11. Spectre en temps pour les particules α séparées.

d) Résultats bruts.

Les 12 spectres élémentaires $n_\alpha(i)$ (où i est le numéro de canal en énergie E du télescope α) correspondant à une mesure sextuple sont obtenus à l'imprimante d'ARIEL, après identification des α et séparation en temps.

Les résultats globaux sont indiqués dans les tables 1, 2 et 3 (A.3) c) pour les mesures réalisées sur les noyaux de la couche (2s-1d) : le nombre total d'événements de chaque spectre (vrai ou fortuit) y figure, ainsi que le nombre d'événements correspondant à la région proche du fondamental ($E^* \lesssim 5$ MeV). Le taux d'événements fortuits dans cette région est en définitive, quand on précise les limites en temps, rarement supérieur à 5% (intensité du faisceau faible $\sim 6.10^{10}$ protons/seconde pour éviter les empilements), et les nombres indiqués, comparés à ceux des protons incidents et des noyaux cible par cm^2 pour la mesure concernée, montrent la faible valeur des sections efficaces (p,pα) observées.

C - RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Afin d'éviter de créer des encombrements pouvant nuire au traitement des expériences en ligne sur l'ensemble ARIEL, nous avons effectué tous les calculs (à partir des spectres bruts directs fournis par l'expérience) auprès de l'ordinateur UNIVAC 1110 d'Orsay, à l'aide de plusieurs programmes écrits en langage FORTRAN V.

1) Spectres élémentaires directs $d^4\sigma/dE_p\, d\Omega_p\, dE_\alpha\, d\Omega_\alpha$ en fonction de E_α ou de E^*.

La section efficace différentielle (exprimée en $\mu b.MeV^{-2}.sr^{-2}$) correspondant au canal i d'un spectre élémentaire s'écrit :

$$\frac{d^4\sigma(i)}{dE_p\, d\Omega_p\, dE_\alpha\, d\Omega_\alpha} = \frac{n_\alpha(i) \times 10^{30}}{n_p\, n_c\, \Delta E_p\, \Delta\Omega_p\, \Delta E_\alpha(i)\, \Delta\Omega_\alpha}$$

où $n_\alpha(i)$ est le nombre d'événements vrais (fortuits déduits) dans le canal i du spectre $[n_\alpha(i) = n_v(i) - n_f(i)]$;

n_p le nombre de protons incidents pour la mesure considérée ;

n_c le nombre de noyaux cible par cm^2 ;

ΔE_p (MeV) la largeur en énergie du détecteur protons correspondant ($\Delta E_p = 1,7$ MeV pour $E_p = 100$ MeV) ;

$\Delta\Omega_p$ (sr) l'angle solide côté analyseur magnétique protons ($\Delta\Omega_p = 1,74\ 10^{-3}$ sr) ;

$\Delta E_\alpha(i)$ (MeV) la largeur en énergie E_α correspondant au canal i (pour un étalonnage linéaire $\Delta E_\alpha(i) = \Delta E_\alpha$ constant pour tout le spectre ; en général $\Delta E_\alpha \sim 0,5$ MeV) ;

et $\Delta\Omega_\alpha$ (sr) l'angle solide côté jonctions ($\Delta\Omega_\alpha = 2,36.10^{-3}$ sr).

L'erreur relative correspondante est donnée par :

$$\frac{\Delta[d^4\sigma(i)]}{d^4\sigma(i)} = \frac{\sqrt{n_v(i)} + \sqrt{n_f(i)}}{n_v(i) - n_f(i)} \quad \text{lorsque } n_v(i) \neq n_f(i).$$

Le nombre d'événements par canal étant faible lorsqu'on passe aux régions de $|q_R|$ grand, l'erreur relative est élevée, ce qui explique des incertitudes de 20 à 100% sur les sections efficaces extraites dans la région du fondamental.

Notre programme de dépouillement a permis d'obtenir directement les spectres élémentaires $d^4\sigma(E_\alpha)$ et $d^4\sigma(E^*)$ au traceur incrémental BENSON du centre de calcul UNIVAC d'Orsay (E_α étant l'énergie α centre cible ; E^* étant l'énergie d'excitation du noyau de recul).

Les valeurs de E_α ont été calculées à partir de $E_{télescope}$ fournie par l'étalonnage, par interpolation dans des tables de correspondance déduites des tables de parcours des α [43] dans les divers éléments traversés. Calculant la cinématique de la réaction (p,pα) concernée, le programme donnait alors les valeurs de E^*, ΔE^*, q_R et Δq_R pour chaque E_{α_i} du spectre.

Les tables 1, 2 et 3 indiquent les valeurs correspondant aux niveaux fondamental 0^+ et premier excité 2^+. La figure 8 de l'article B [34] du chapitre I, présentant quelques uns des spectres $d^4\sigma$ obtenus au traceur incrémental BENSON, permet de se rendre compte de la faible statistique de nos résultats. Rappelons que les cartes en $(E^*, |\vec{q}_R|)$ et $\vec{q}_R(\theta_R)$ des figs. 4 5 et 6 ont également été obtenues par un sous-programme de tracé BENSON.

2) Spectres $d^4\sigma/dE_p\,d\Omega_p\,dE_\alpha\,d\Omega_\alpha$ moyennés en $|\vec{q}_R|$:

Malgré une faible statistique et une modeste résolution en énergie, les premiers niveaux excités des noyaux de recul ont pu être mis en évidence de façon sûre à l'aide de spectres moyens établis pour des bandes en $|\vec{q}_R|$ de 100 ou 200 MeV/c de large, grâce à la carte en $(E^*, |\vec{q}_R|)$.

Les résultats [33,34] sont exposés dans le chapitre I, B. 3).

Dans le cas de ^{36}A, nous avons extrait de la carte en $(E^{*}, |\vec{q}_R|)$, grâce aux nombreuses mesures réalisées, des spectres en énergie d'excitation à $|\vec{q}_R| = Cste$, correspondant à des tranches de 30 MeV/c de large en $|\vec{q}_R|$. Les distributions obtenues sont présentées dans l'espace tridimensionnel $(E^{*}, |\vec{q}_R|, d^4\sigma)$ sur la figure 12, où les niveaux excités étudiés sont indiqués par des flèches. La progression de l'importance relative du groupe de niveaux à 4,4 MeV, lorsque $|\vec{q}_R|$ croît, apparaît nettement sur la figure, de même que l'allure de la distribution L = 0 pour le niveau fondamental 0^+, qui présente un maximum vers $|\vec{q}_R| \sim 0$. Les excitations sont d'égale importance lorsqu'on passe dans la tranche correspondant à $60 < |\vec{q}_R| < 90$ MeV/c. Toutefois la convention de signe pour q_R, tenant compte de la direction de $\vec{q}_R$ par rapport à $\vec{p}_\alpha$, doit nous faire considérer les tranches de la carte $(E^{*}, |\vec{q}_R|)$ seulement comme indicatives des distributions $d^3\sigma(q_R)$ recherchées.

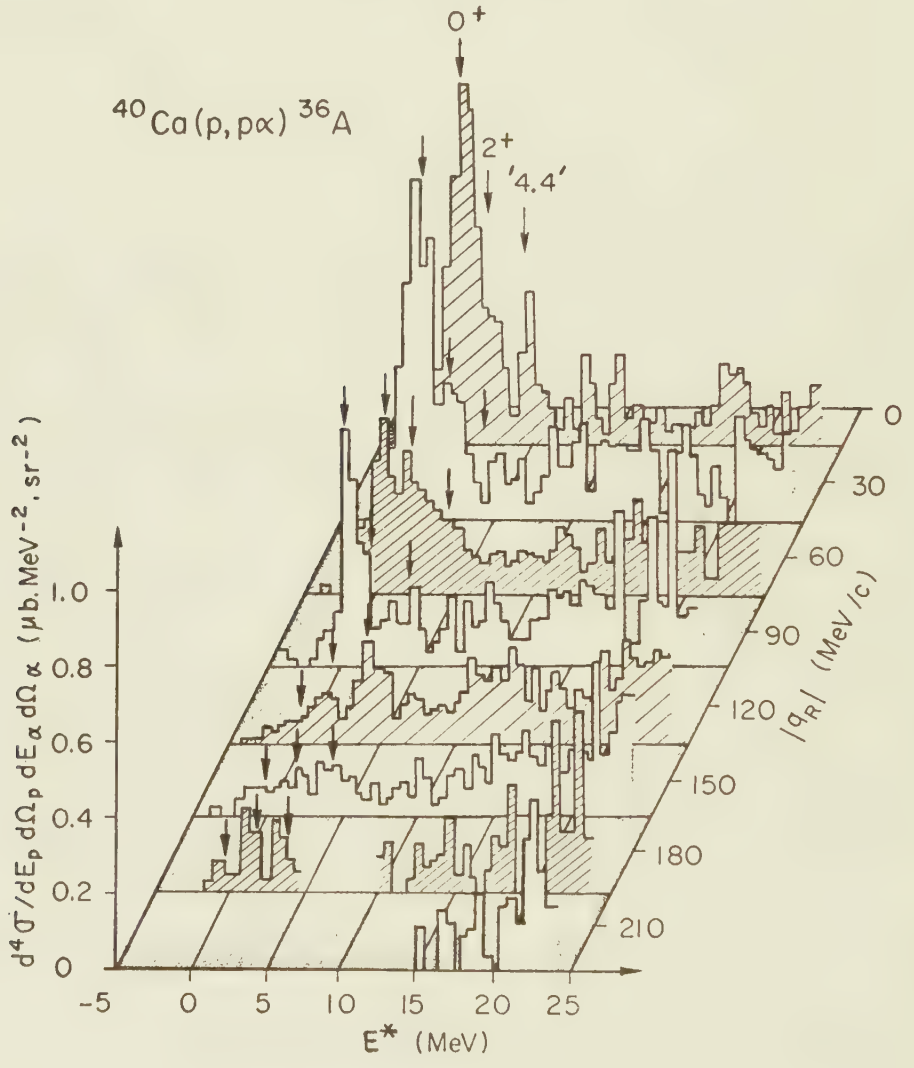


Fig.12

3) Sections efficaces $d^3\sigma/dE_p\,d\Omega_p\,d\Omega_\alpha$ et facteurs spectroscopiques S_α.

Le procédé d'extraction de $d^3\sigma(q_R)$ et les résultats obtenus sont décrits au chapitre I, B.3) , où les distributions des figures 9, 10 et 11 (chapitre I,B) correspondent aux résultats figurant dans les tables 1, 2 et 3 (chapitre II,A.3)) pour les trois noyaux de la couche (2s-1d). Rappelons seulement les conclusions générales sur les phénomènes observés :

- L'allure des distributions expérimentales $d^3\sigma(q_R)$ correspondant aux états fondamentaux finals 0^+ des 3 noyaux ^{20}Ne, ^{24}Mg et ^{36}A [34] de la couche (2s-1d) est bien celle d'une distribution de type $L = 0$ avec un maximum de l'ordre de quelques $\mu b.MeV^{-1}.sr^{-2}$ légèrement décalé par rapport à $q_R=0$ ($\sim$ -10 MeV/c) ;

- Les premiers niveaux excités 2^+ correspondent à une distribution dont la largeur indique un type $L\neq0$, la section efficace restant toujours inférieure au $\mu b.MeV^{-1}.sr^{-2}$, avec cependant une absence de minimum près de $q_R = 0$.

Pour chaque niveau étudié du noyau de recul, nous avons comparé les résultats des calculs en Approximation d'Impulsion (DWIA), décrits au chapitre III,B, aux résultats expérimentaux, un "fit" étant réalisé dans la région correspondant aux valeurs maximales des distributions théoriques.

Les valeurs des facteurs spectroscopiques S_α ainsi extraits sont indiquées dans la table 11 du chapitre III. Leur discussion fait l'objet du chapitre I, B.5) , où l'incertitude sur la valeur absolue des S_α obtenus est d'un facteur 2 à 3 (dû essentiellement aux difficultés d'analyse DWIA), tandis que les valeurs relatives sont nettement plus sûres.

CHAPITRE III

ANALYSE DWIA

"L'abbé Trublet avait alors la rage
D'être à Paris un petit personnage ;
Au peu d'esprit que le bon homme avait
L'esprit d'autrui par supplément servait.
Il entassait adage sur adage .
Il compilait, compilait, compilait ;
On le voyait sans cesse écrire, écrire,
Ce qu'il avait jadis entendu dire,
Et nous lassait sans jamais se lasser".

VOLTAIRE
("Le pauvre Diable")

A N A L Y S E D W I A

Les sections efficaces expérimentales $d^3\sigma/dE_p\ d\Omega_p\ d\Omega_\alpha$ ont été comparées aux valeurs correspondantes obtenues par Analyse en Approximation d'Impulsion en Ondes Distordues (DWIA) afin d'extraire les facteurs spectroscopiques S_α. Nous allons d'abord exprimer $d^3\sigma/dE_p\ d\Omega_p\ d\Omega_\alpha$ en DWIA, suivant les approximations de D.F. Jackson [44], puis décrire les modes de calcul employés pour obtenir $d^3\sigma(q_R)$ et les facteurs spectroscopiques α correspondant aux états fondamental 0^+ et premier excité 2^+ des noyaux de recul ^{20}Ne, ^{24}Mg et ^{36}A.

A - EXPRESSION DE $d^3\sigma/dE_p\ d\Omega_p\ d\Omega_\alpha$ EN DWIA POUR LES NOYAUX PAIR-PAIR.

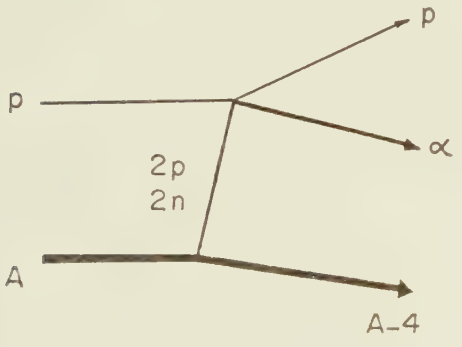


Fig.13.

La section efficace différentielle pour la réaction de diffusion quasi-libre $A(p,p\alpha)B$ correspondant au diagramme de la figure 13 est donnée par l'expression générale [45]:

$$d\sigma_{BA} = \frac{2\pi}{\hbar v} |T_{BA}|^2\ d\omega_B \qquad (1)$$

où v est la vitesse relative entre p et A dans la voie d'entrée ; T_{BA} est l'amplitude réduite de transition et $d\omega_B$ la densité en énergie des états finals.

Les particules et groupements de particules considérés dans la voie d'entrée sont notés p, A, α (où A est constitué par l'ensemble du groupement α et de B) ; dans la voie de sortie, ils sont notés p', α' et

B. Nous allons suivre ici la méthode d'évaluation de $d\sigma_{BA}$ décrite, dans le cas plus général de la réaction A(a,cd)B, par N.S. Chant [37,46].

1) Expression de l'amplitude réduite de transition T_{BA}:

a) Expression générale.

L'Hamiltonien non perturbé de l'état initial du système s'écrit :

$$H - V_{p\alpha} = H_p + H_A + T_p + V_{pB}$$

où $V_{pA} = V_{p\alpha} + V_{pB}$ représente l'interaction p-A , T_p correspond à l'énergie cinétique laboratoire de p, et H_j à l'Hamiltonien interne de j. Faisant l'approximation que $V_{pB}(\vec{r}_{pB}) \# V_{pB}(\vec{r}_{pA})$, la fonction d'onde correspondant à la voie d'entrée s'écrit alors :

$$\Phi_i^{(+)} = \mathcal{A}_{p,A} \; \varphi_A \; \varphi_p \; \chi_{pA}^{(+)} \; e^{i\vec{K}_o.\vec{R}}$$

où φ_j est la fonction d'onde interne (antisymétrisée) de j, $\chi_{pA}^{(+)} = \chi_{pA}^{(+)}(\vec{p}_{pA},\vec{r}_{pA})$ est la solution de l'équation de Schrödinger décrivant la diffusion p-A dans la voie d'entrée, $\vec{K}_o$, $\vec{R}$ sont relatifs au centre de masse du système (p+A) et $\mathcal{A}_{p,A}$ représente l'antisymétriseur entre p et A.

L'Hamiltonien non perturbé de l'état final du système s'écrit :

$$H - V_{p'\alpha'} = H_{p'} + H_{\alpha'} + H_B + T_{p'} + T_{\alpha'} + T_B + V_{p'B} + V_{\alpha'B}$$

où T_j est l'énergie cinétique laboratoire de j, et H_j l'énergie interne de j.

Faisant l'approximation que $\frac{\vec{p}_{p'B}.\vec{p}_{\alpha'B}}{m_B}$ est négligeable dans l'expression de $(T_{p'} + T_{\alpha'} + T_B)$ ("Approximation de l'énergie cinétique", valable si $m_B >> m_p$ et m_α), la fonction d'onde correspondant à la voie de sortie s'écrit alors :

$$\Phi_f^{(-)} = \mathcal{A}_{(p',\alpha'),B} \; \varphi_B \; \varphi_{(p',\alpha')} \; \chi_{p'B}^{(-)} \; \chi_{\alpha'B}^{(-)} \; e^{i\vec{K}_1.\vec{R}}$$

où φ_j est la fonction d'onde interne (antisymétrisée) de j, $\chi_{p'B}^{(-)} = \chi_{p'B}^{(-)}(\vec{p}_{p'B},\vec{r}_{p'B})$ et $\chi_{\alpha'B}^{(-)} = \chi_{\alpha'B}^{(-)}(\vec{p}_{\alpha'B},\vec{r}_{\alpha'B})$ sont les solutions des équations de Schrödinger décrivant la diffusion p'-B et α'-B dans la voie de sortie, $\vec{K}_1$, $\vec{R}$ sont relatifs au centre de masse du système (p'+α'+B), et $\mathcal{A}_{(p',\alpha'),B}$ représente l'antisymétriseur entre B et l'ensemble (p',α').

Les termes en $e^{i\vec{K}.\vec{R}}$ correspondent à une conservation de la quantité de mouvement et l'amplitude réduite de transition s'exprime par :

$$T_{BA} = \langle \mathcal{A}_{(p',\alpha'),B}\ \varphi_B\ \varphi_{(p',\alpha')}\ \chi^{(-)}_{p'B}\ \chi^{(-)}_{\alpha'B} | t^{(+)}_{BA} | \mathcal{A}_{p,A}\ \varphi_A\ \varphi_p\ \chi^{(+)}_{pA} \rangle$$

où $t^{(+)}_{BA}$ est l'opérateur à n corps de la transition, tel que :

$$t^{(+)}_{BA} | \phi^{(+)}_i \rangle = V_{p'\alpha'} | \psi^{(+)} \rangle$$

avec $V_{p'\alpha'}$ représentant la différence entre l'Hamiltonien exact et celui qui engendre $\phi^{(-)}_f$, $\psi^{(+)}$ correspondant à la fonction d'onde exacte du système.

Considérant l'interaction directe [47] entre le proton incident et l'alpha sortant, les effets d'échange entre le proton incident ou sortant et le noyau B sont négligés, et :

$$T_{BA} = \binom{A}{4}^{1/2} \langle \varphi_B\ \varphi_{(p',\alpha')}\ \chi^{(-)}_{p'B}\ \chi^{(-)}_{\alpha'B} | t^{(+)}_{BA} | \chi^{(+)}_{pA}\ \mathcal{A}_{p,\alpha}\ \varphi_A \varphi_p \rangle \qquad (2)$$

où $\mathcal{A}_{p,\alpha}$ est l'antisymétriseur entre p et α, et $\binom{A}{4}$ est le nombre de combinaisons possibles de 4 nucléons dans A.

Supposant que les 4 nucléons constituant le groupement α (avec φ_α) se trouvent dans un état interne $(1s)^4$, L = M = 0, S = T = 0, nous obtenons:

$$| \varphi_A \rangle = \binom{A}{4}^{-\frac{1}{2}} \sum_{n\ell m} A_{n\ell}(A \to B+\alpha)\ \langle \ell m J_B M_B | J_A M_A \rangle\ | \phi^n_{\ell m}(\vec{r}_{\alpha B})\ \varphi_\alpha \varphi_B \rangle$$

où n, ℓ, m caractérisent le mouvement relatif décrit par $\phi^n_{\ell m}$, de l'alpha par rapport à B, J_i est le moment angulaire total du groupement i (projection M_i), et

$$A_{n\ell}(A \to B+\alpha) = \binom{A}{4}^{\frac{1}{2}} \sum_{\substack{m \\ M_B}} \langle \ell m J_B M_B | J_A M_A \rangle \langle \varphi_B\ \varphi_\alpha\ \phi^n_{\ell m}(\vec{r}_{\alpha B}) | \varphi_A \rangle \qquad (3)$$

représente l'amplitude de transition $A \to B+\alpha$ de Ichimura [48,49].

Après remplacement dans (2) et intégration sur les coordonnées de B, on obtient :

$$T_{BA} = \sum_{n\ell m} A_{n\ell}(A \to B+\alpha)\ \langle \ell m J_B M_B | J_A M_A \rangle \langle \chi^{(-)}_{p'B}\ \chi^{(-)}_{\alpha'B}\ \varphi_{(p',\alpha')} | t^{(+)}_{BA} | \chi^{(+)}_{pA}\ \phi^n_{\ell m}\ \varphi_{(p,\alpha)} \rangle \qquad (4)$$

b) *Factorisation de T_{BA} pour des noyaux A pair-pair.*

Faisant l'Approximation d'Impulsion [35] en traitant l'alpha comme une particule, nous remplaçons l'opérateur $t_{BA}^{(+)}$ à n corps par l'opérateur $t_f^{(+)}$ à 2 corps pour la diffusion (p-α). De plus, la matrice à 2 corps étant supposée varier lentement avec les quantités de mouvement $\vec{p}_{p\alpha}$, on remplace celles-ci par leurs valeurs asymptotiques $\vec{p}_i$ et $\vec{p}_f$ (dans le système du centre de masse p+α).

Alors, dans le cas de potentiels locaux avec forces nucléaires de portée nulle, sans interaction spin-orbite [44,50], et pour des noyaux A pair-pair ($J_A = M_A = 0$; $J_B = \ell$; $M_B = m$), nous pouvons décomposer (4) en une somme de produits de facteurs :

$$T_{BA} = \sum_{n\ell m} A_{n\ell}(A \to B + \alpha) \; . \; \langle t \rangle \; . \; T_{BA}^{n\ell m} \qquad (5)$$

où $\langle t \rangle = \langle \vec{p}_f, s' | t_f^{(+)} | \vec{p}_i, s \rangle$ correspond à la diffusion (p-α) et

$$T_{BA}^{n\ell m} = (2\ell+1)^{-\frac{1}{2}} \langle \chi_{p'B}^{(-)} \; \chi_{\alpha'B}^{(-)} | \delta(\vec{r}_p - \vec{r}_\alpha) \; \delta(\vec{r}_{p'} - \vec{r}_{\alpha'}) \; \delta(\vec{r}_p - \vec{r}_{p'}) | \chi_{pA}^{(+)} \phi_{\ell m}^{n}(\vec{r}_{\alpha B}) \rangle \; .$$

Posant $\vec{r}_{\alpha B} = \vec{r}$, nous obtenons pour $T_{BA}^{n\ell m}$, l'expression :

$$T_{BA}^{n\ell m} = (2\ell+1)^{-\frac{1}{2}} \int \chi_{p'B}^{(-)*}(\vec{p}_{p'B}, \vec{r}) \; \chi_{\alpha'B}^{(-)*}(\vec{p}_{\alpha'B}, \vec{r}) \; \phi_{\ell m}^{n}(\vec{r}) \; \chi_{pA}^{(+)}(\vec{p}_{pA}, \frac{B}{A}\vec{r}) \; d\vec{r} \qquad (6)$$

où $T_{BA}^{n\ell m}$ apparaît comme une fonction de $\vec{q}_R$, quantité de mouvement du noyau de recul B. Dans le cas d'ondes planes (PWIA), cette fonction devient simplement la transformée de Fourier de la fonction $\phi_{\ell m}^{n}(\vec{r})$ décrivant le mouvement de l'alpha par rapport à B.

2) Expression de $d^3\sigma(q_R)$ pour des noyaux pair-pair.

Dans le cas d'un noyau A pair-pair ($J_A = M_A = 0$), l'équation (1) devient, après remplacement de T_{BA} par (5) :

$$d\sigma_{BA} = \frac{2\pi}{\hbar v} \left\{ \sum_{s\,s'} \frac{1}{(2S_p+1)} \left| \sum_{n\ell m} A_{n\ell} \; \langle t \rangle \; T_{BA}^{n\ell m} \right|^2 \right\} d\omega_B$$

Comme $\langle t \rangle$ est indépendant de n, ℓ, m, nous obtenons :

$$d\sigma_{BA} = \frac{2\pi}{\hbar v} \left\{ \overline{|\langle t \rangle|^2} \sum_{n\ell m} |A_{n\ell} \; T_{BA}^{n\ell m}|^2 \right\} d\omega_B$$

avec $\overline{|\langle t \rangle|^2} = \frac{1}{2} \sum_{s\,s'} |\langle t \rangle|^2$ car $S_p = \frac{1}{2}$.

La conservation de l'énergie impose une valeur déterminée de n si ℓ est fixé. En effet, les 4 nucléons i pris dans la couche (2s-1d) emportent $4\times(2n_i+\ell_i) = 4\times 2 = 8$ quanta d'énergie et la particule α ainsi constituée sort dans l'état non excité $(1s)^4$. Tous les quanta sont donc dans le mouvement du centre de masse de l'α par rapport au noyau de recul B, décrit par la fonction $\phi^n_{\ell m}(\vec{r}_{\alpha B})$ telle que $2n + \ell = 8$.

Pour un état J_B du noyau résiduel, ℓ et n sont donc fixés : $\ell = J_B$; $n = 4 - \frac{J_B}{2}$ (nous remplacerons donc J_B par ℓ dans les formulations ultérieures).

Après évaluation de v et $d\omega_B$, nous obtenons :

$$\frac{d^3\sigma^\ell}{dE_p\, d\Omega_p\, d\Omega_\alpha} = |A_{n\ell}|^2 \frac{K}{(2\pi)^5(\hbar c)^7} \left(\overline{|<t>|^2}\right) \left(\sum_m |T^{n\ell m}_{BA}|^2\right)$$

où
$$K = \frac{p_{p'}\, p_{\alpha'}\, c}{p_p} \frac{E_p\, E_{p'}\, E_{\alpha'}}{1 + \frac{E_{\alpha'}}{E_B}\left(1 - \frac{p_p}{p_{\alpha'}}\cos\theta_{p\alpha'} + \frac{p_{p'}}{p_{\alpha'}}\cos\theta_{p'\alpha'}\right)} \qquad (7)$$

avec E_j pour l'énergie totale relativiste de j (les autres notations étant évidentes).

Négligeant les effets hors couche de masse dus à la particule α virtuelle dans la voie d'entrée, le facteur $\overline{|<t>|^2}$ peut être remplacé par la section efficace de diffusion libre (p-α) prise pour une énergie centre de masse (p+α) identique dans l'état final de la diffusion libre à 2 corps et de la diffusion quasi-libre à 3 corps [37,46] :

$$\overline{|<t>|^2} = (2\pi)^2(\hbar c)^4\, K' \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{CM}_{(p+\alpha')}$$

où
$$K' = \frac{p_i^{CM}}{p_f^{CM}} \frac{E^2_{CM\,(p+\alpha')}}{E_p\, E_\alpha\, E_{p'}\, E_{\alpha'}} \qquad (8)$$

avec E_i pour énergie totale relativiste de i dans le laboratoire, $\vec{p}_i^{CM}$, $\vec{p}_f^{CM}$, E_{CM}, θ_{CM} étant évalués d'après $\theta_{p'}$, $\theta_{\alpha'}$, $\vec{p}_{p'}$ laboratoire.

Ainsi
$$\boxed{\frac{d^3\sigma^\ell}{dE_p\, d\Omega_p\, d\Omega_\alpha} = S_\alpha \cdot F \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{p-\alpha} \cdot P_{n\ell}(q_R)} \qquad (9)$$

où $S_\alpha = |A_{n\ell}(A \to B+\alpha)|^2$ est le facteur spectroscopique S_ℓ de Kurath [51],

$$F = K\,K' \qquad (10)$$

est un facteur cinématique, K et K' étant donnés par les formules (7) et (8),

$$P_{n\ell}(q_R) = (hc)^{-3}(\Sigma_m |T_{BA}^{n\ell m}|^2) \qquad (11)$$

représente la distribution de quantité de mouvement du noyau de recul B dans l'état $J_B = \ell$, avec $T_{BA}^{n\ell m}$ donné par (6).

B - ANALYSE DWIA.

N.S. Chant et P.G. Roos [37,52] ont mis au point un programme d'analyse, en ondes planes (PWIA) et en ondes distordues (DWIA), des réactions de diffusion quasi-libre A(a,cd)B coplanaires, pour des conditions angulaires et énergétiques définies dans la voie de sortie, et seulement dans le cas où le moment orbital ℓ, relatif au noyau de recul B, du groupement b éjecté de A, est inférieur ou égal à 2.

Après adaptation, nous avons utilisé ce programme, écrit en langage FORTRAN IV, sur l'ordinateur UNIVAC 1110 du Centre d'Orsay, pour l'étude de la diffusion quasi-libre A(p,pα)B sur des noyaux A pair-pair, dans le cas de forces nucléaires à portée nulle, avec des potentiels optiques indépendants du spin.

Cette partie de chapitre est consacrée à la description du mode de calcul des divers facteurs apparus dans l'expression (9) de la section efficace, ainsi qu'à l'étude de leurs rôles respectifs dans $d^3\sigma(q)$.

1) Distribution P(q).

Suivant l'Approximation d'Impulsion, $\vec{q} = \vec{q}_R = -\vec{p}_{\alpha_{initial}}$ et $P_{n\ell}(q)$ de la formule (11) décrit la distribution en quantité de mouvement, dans le noyau cible A, du groupement α éjecté.

Dans notre cas, où $\ell = J_B$ et $n = 4 - \frac{\ell}{2}$, nous utiliserons simplement la notation P(q), avec la normalisation

$$\int P(q)\ q^2\ dq\ d\Omega = 1$$

où q sera exprimé en MeV/c et P(q) en $(MeV/c)^{-3}.sr^{-1}$.

a) Fonction d'onde de l'état lié $\phi_{\ell m}^n(\vec{r})$.

La fonction d'onde de l'état lié décrivant le mouvement du groupement α par rapport à B dans le noyau A correspond à

$$\phi_{\ell m}^n(\vec{r}) = R_\ell^n(r)\ i^\ell\ Y_m^\ell(\hat{r})$$

où la fonction radiale $R_\ell^n(r)$ peut être fournie extérieurement ou calculée dans le programme. Nous avons obtenu $R_\ell^n(r)$ d'après le programme à partir du potentiel $U_{BS}(r) = U_{WS}^{BS}(r) + U_C^{BS}(r)$, superposition d'un puits de potentiel de Woods-Saxon [53] U_{WS}^{BS} et du potentiel coulombien U_C^{BS}.

α) *Potentiel de Woods-Saxon* $U_{WS}^{BS}(r)$.

$$U_{WS}^{BS}(r) = - \frac{V_N}{1 + e^x} \qquad \text{où} \quad x = (r - r_o A_B^{1/3})/a$$

avec A_B pour nombre de masse de B.

La profondeur V_N a été ajustée pour reproduire l'énergie de liaison de l'alpha dans le noyau A, déterminant ainsi la queue de la fonction d'onde. La partie intérieure de R_ℓ^n est décrite par une fonction d'onde d'Oscillateur Harmonique dont la nature est parfaitement définie lorsque tous les quanta des 4 nucléons extraits sont fournis au mouvement de leur centre de masse -l'α restant dans l'état $(1s)^4$-, pour un état J_B du noyau de recul. Ainsi, pour l'état fondamental 0^+ de B, $\ell = 0$ et $n = 4$ $(R_\ell^n \equiv 5S)$; pour le premier état excité 2^+ de B, $\ell = 2$ et $n = 3$, $(R_\ell^n \equiv 4D)$.

Le choix des paramètres r_o et a a été fait, d'après les résultats d'expériences de diffusion élastique d'alphas [54], pour reproduire le rayon carré moyen du noyau (MSR en anglais). Or, il apparaît d'après la table 5, dans le cas de la réaction $^{24}Mg(p,p\alpha)^{20}Ne(0^+)$, que divers couples de valeurs (r_o, a) correspondant à un même MSR peuvent conduire à des valeurs nettement différentes de R_ℓ^n, donc P(q). Les profondeurs V_N du puits de potentiel et les valeurs de l'intégrale de volume de U ainsi obtenues figurent également dans la table 5. Nous avons fixé $r_o = 1.24$ fm et $a = 0.78$ fm, valeurs raisonnables pour les trois noyaux étudiés.

	r_o (fm)	a (fm)	P(o) [en 10^{-8} $(MeV/c)^{-3} sr^{-1}$]	MSR (fm^2)	Intégrale de volume [en 10^4 MeV.fm^3]	V_N (MeV)
	1.04	0.78	0.51	15.18	2.6	159.5
	1.24	0.68	0.71	15.19	2.0	127.1
★	1.24	0.78	1.10	15.20	3.0	125.2
	1.24	0.88	1.63	17.48	2.8	123.3
	1.44	0.78	2.14	17.57	2.3	101.4

Table 5. Rôle des paramètres r_o et a du puits de potentiel de Woods-Saxon dans le cas $^{24}Mg \equiv {}^{20}Ne(0^+)+\alpha$. P(o) est la valeur de P(q) en q = o ; MSR indique le rayon carré moyen et V_N la profondeur du puits.

★ identifie les valeurs choisies pour l'analyse.

β) *Potentiel Coulombien* $U_C^{BS}(r)$.

Le potentiel créé par une sphère uniformément chargée, de rayon R_C, est donné par [55] :

$$U_C(r) = \begin{cases} z_i \, Z_j \, \dfrac{e^2}{r} & \text{si} \quad r > R_C \\ z_i \, Z_j \, \dfrac{e^2}{2R_C} \left(3 - \dfrac{r^2}{R_C^2}\right) & \text{si} \quad r \leqslant R_C \end{cases}$$

où e est la charge élémentaire, z_i et Z_j sont les nombres de charge de groupements i et j, et $R_C = r_C \, A_j^{1/3}$.

Pour l'état lié $U_C^{BS}(r) = U_C(r)$ avec $i \equiv \alpha$, $j \equiv B$ et $r_c = 1.24$ fm.

γ) *Rôle du terme* $\phi^n_{\ell m}(\vec{r})$.

La fonction $\phi^n_{\ell m}(\vec{r})$ introduite dans (3), décrivant le recouvrement $< \varphi_B \varphi_\alpha | \varphi_A >$, joue le rôle essentiel dans l'évaluation de T_{BA} .

A cause de la très forte absorption et de la localisation de la réaction en surface, c'est essentiellement le comportement asymptotique de $R^n_\ell(r)$ qui détermine l'amplitude de P(q), le type de fonction d'oscillateur correspondant à la région intérieure au noyau A n'ayant qu'une importance secondaire.

L'incertitude sur P(q) due à $\phi^n_{\ell m}(\vec{r})$ est d'environ 30% pour P(o) (voir chapitre I,B.4)), mais peut être supérieure pour des valeurs élevées de q, la réaction se produisant alors davantage vers l'intérieur.

La figure 14 représente les fonctions $R^n_\ell(r)$, normalisées par

$$\int_0^\infty R^n_\ell(r)^2 \, r^2 \, dr = 1 \ ,$$

correspondant aux états 0^+ et 2^+ des noyaux de recul ^{20}Ne et ^{36}A, tandis que les valeurs obtenues pour V_N sont données dans la table 6.

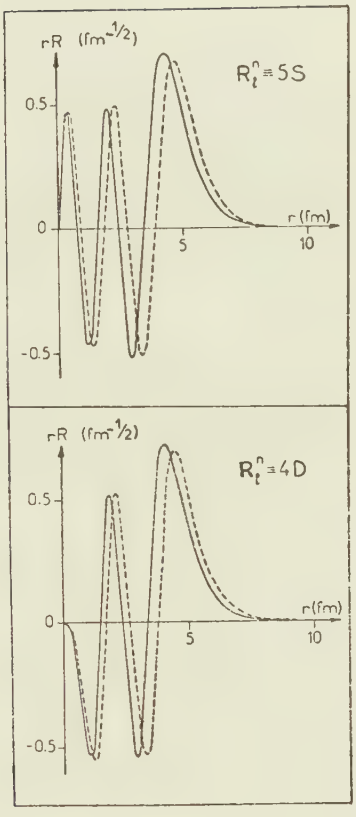


Fig.14. Fonctions d'onde radiales $R^n_\ell(r)$ décrivant le mouvement de l'α pour l'état lié $A \equiv B(\ell^+) + \alpha$. Les courbes en continu (tireté) correspondent à $^{24}Mg \equiv {}^{20}Ne + \alpha$ ($^{40}Ca \equiv {}^{36}A + \alpha$).

Reaction A(p,pα)B	Etat du noyau final B				
	Fondamental 0^+		Premier excité 2^+		
	E_S	V_N	E^*	E_S	V_N
$^{24}Mg(p,p\alpha)^{20}Ne$	9.31	125.2	1.63	10.94	129.6
$^{28}Si(p,p\alpha)^{24}Mg$	9.98	117.4	1.37	11.35	120.6
$^{40}Ca(p,p\alpha)^{36}A$	7.04	96.9	1.97	9.01	100.4

Table 6. Valeurs de la profondeur V_N du puits de Woods-Saxon obtenues pour les différentes énergies de séparation E_S de l'alpha du noyau initial A (valeurs exprimées en MeV) E^* correspond à l'énergie d'excitation du 1er niveau 2^+ de B.

b) *Fonctions d'onde distordues.*

Les fonctions d'onde distordues $\chi_{ij}^{(\pm)}(\vec{p}_{ij},\vec{r})$ décrivant la diffusion de i sur j, sont obtenues à partir du potentiel $U_{DW}(r) = U_{WS}^{DW}(r) + U_C^{DW}(r)$, superposition d'un potentiel optique de Woods-Saxon [53] $U_{WS}^{DW}(r)$ et du potentiel coulombien $U_C^{DW}(r)$.

α) *Potentiel de Woods-Saxon* $U_{WS}^{DW}(r)$.

Le potentiel employé dans le programme

$$U_{WS}^{DW}(r) = - \frac{V}{1 + e^{x}} - i \frac{W}{1 + e^{x'}} - 4i \frac{W_D e^{x'}}{(1 + e^{x'})^2}$$

où $x = (r - r_o A_j^{1/3})/a$ et $x' = (r - r'_o A_j^{1/3})/a'$ avec $j \equiv A$ pour $i \equiv p$ et $j \equiv B$ pour $i \equiv p'$ ou α', comprend deux termes d'absorption dont seul le terme d'absorption en volume a été conservé ($W_D = 0$) ; les valeurs des autres paramètres sont données dans la table 4 du chapitre I,B.

Un tel potentiel, indépendant du spin, est mieux adapté à l'étude de noyaux situés en début de couche, pour lesquels l'interaction spin-orbite est négligeable.

Les effets de non localisation, que l'on pourrait en principe simuler dans le programme par la méthode de Perey et Buck [56], n'ont pas été pris en compte.

β) *Potentiel Coulombien* $U_C^{DW}(r)$.

$U_C^{DW}(r) = U_C(r)$ de la formule (12) où les indices i et j ont été fournis pour $U_{WS}^{DW}(r)$ et $r_c = 1.3$ fm pour $i \equiv p$ ou p', $r_c = 1.4$ fm pour $i \equiv \alpha'$ [57].

γ) *Effets du choix des potentiels optiques.*

Le choix des paramètres des potentiels optiques des protons [58] et des alphas [54, 59] et leur effet sur P(q) sont décrits au chapitre I,B.4).

Peu sensible au potentiel protons voie d'entrée, P(q) peut varier de 15% suivant le choix du potentiel protons voie de sortie.

Cependant, le potentiel alpha entraîne des variations de P(q) pouvant aller jusqu'à 40%. Les résultats obtenus sur P(o) pour 7 séries de paramètres [54, 60] dans le cas $^{24}Mg(p,p\alpha)^{20}Ne(0^+)$, sont présentés dans la table 7. La profondeur V_α a été choisie aux environs de 100 MeV.

Potentiel	1	2	3	4	5	6	7
V (MeV)	96.0	151.6	125.3	50.5	99.9	146.7	200.8
W (MeV)	47.9	33.9	30.7	8.13	11.3	13.8	16.5
r_o (fm)	1.40	1.39	1.55	1.75	1.50	1.45	1.43
a (fm)	0.71	0.62	0.54	0.50	0.60	0.58	0.56
r'_o (fm)	1.40	1.39	1.59	1.75	1.50	1.45	1.43
a' (fm)	0.71	0.62	0.39	0.50	0.60	0.58	0.56
P(o) (ua)	5.59	5.57	4.18	7.33	7.97	5.46	3.40

Table 7.

Effet du choix du potentiel optique alpha sur P(q), dans le cas de la réaction $^{24}Mg(p,p\alpha)^{20}Ne(0^+)$.

Le potentiel 1 [54] correspond à des α de 80 MeV ; les potentiels 2 et 3 [54] à des α de 40 MeV ; les potentiels 4 à 7 [60] à des α de 24 MeV .

Les valeurs de P(q) ont été calculées pour q = 0 et le potentiel 1 a été utilisé pour l'analyse.

c) *Résultats.*

Les χ_{ij} sont développées en un certain nombre d'ondes partielles défini par l'utilisateur. L'intégrale donnant $T_{BA}^{n\ell m}$ devient, après transformation sur les Y_m^ℓ, une somme d'intégrales que l'utilisateur peut calculer en se fixant le pas d'intégration sur r.

Les capacités d'utilisation mémoire de l'ordinateur UNIVAC 1110 nous ont conduit, après quelques modifications de structure du programme initial de N.S. Chant, à opérer l'intégration en 120 pas de 0.1 fm, et à utiliser respectivement, dans les cas de ^{24}Mg et ^{28}Si, 23-18-23 ondes partielles, et dans le cas du ^{40}Ca, 28-24-30 ondes partielles pour $\chi_{pA}^{(+)}$, $\chi_{p'B}^{(-)}$ et $\chi_{\alpha'B}^{(-)}$.

L'introduction d'un rayon de coupure (chapitre I,B.4)) montre que la contribution principale à P(q) au voisinage de q = 0 vient d'une région située entre 4 et 7 fm. Cette région, localisée en surface du noyau cible, est nettement intérieure à celle correspondant aux valeurs maxima choisies pour les ondes partielles (environ 10 fm).

Les résultats correspondant aux conditions angulaires de la mesure 1 pour le télescope à jonctions n°1, dans les cas du ^{24}Mg et du ^{40}Ca, sont donnés sur la figure 15 [52] où les calculs ont été étendus à des régions éloignées en q, non couvertes par notre dispositif.

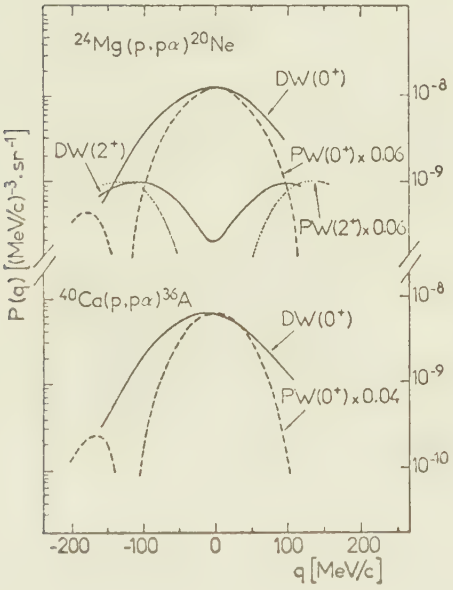


Fig.15. Distributions P(q) obtenues en DWIA (trait continu) et en PWIA (tireté ou pointillé), dans les conditions de la mesure 1, pour les noyaux ^{24}Mg et ^{40}Ca. Les distributions PWIA ont été normalisées à celles obtenues en DWIA par les facteurs indiqués.

Les tableaux 8, 9 et 10 présentent les résultats des calculs de P(q) en DWIA et PWIA pour toutes les mesures effectuées, le calcul en ondes planes étant fait avec V et W nuls.

Tables 8, 9 et 10. Résultats de l'analyse DWIA (et PWIA) de la réaction A(p,pα)B, pour les états 0^+ (tables a) et 2^+ (tables b) des 3 noyaux ^{20}Ne (table 8), ^{24}Mg (table 9) et ^{36}A (table 10).

- E_S (en MeV) représente l'énergie de séparation de l'alpha du noyau initial pour l'énergie d'excitation E^* (en MeV) correspondant au niveau considéré du noyau de recul B (voir A.1)) ;
- M, p et α identifient le spectre correspondant des tables 1, 2 et 3 du chapitre II,A.3)c ;
- q_R est la quantité de mouvement (en MeV/c) du noyau de recul B ;
- K, K' et F sont les facteurs cinématiques des formules 7, 8 et 10, dont les unités sont données en B.3) ;
- $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{p\alpha}$ est la section efficace de diffusion libre p-α (en $\mu b.sr^{-1}$), décrite en B.2) ;
- les valeurs indiquées pour P(q) (en $(MeV/c)^{-3}.sr^{-1}$), correspondant à la formule 11, permettent de comparer les résultats DWIA et PWIA ;
- $d^3\sigma_{DWIA}$ est la section efficace $d^3\sigma/dE_p\ d\Omega_p\ d\Omega_\alpha$ (en $\mu b.MeV^{-1}.sr^{-2}$) obtenue en DWIA, d'après la formule 9, pour $S_\alpha = 1$; les valeurs expérimentales $d^3\sigma$ et Δ (en $\mu b.MeV^{-1}sr^{-2}$), tirées des tables 1, 2 et 3, permettent la comparaison directe aux résultats DWIA.

Figures 17, 18 et 19. Distributions $d^3\sigma(q)$ correspondant à la réaction A(p,pα)B, pour les 3 noyaux ^{24}Mg (fig.17), ^{28}Si (fig.18) et ^{40}Ca (fig.19).

- Ces figures sont destinées à illustrer les tables 8, 9 et 10 qui leur sont apposées.
- Les niveaux considérés du noyau de recul B sont indiqués sur chaque figure ;
- les distributions des points expérimentaux correspondent respectivement aux tables a et b, pour les niveaux 0^+ et 2^+ du noyau de recul B ; les mesures 1/2/3/4 sont symbolisées par •/o/▲/Δ ;
- les courbes en trait gras (fin) correspondent aux calculs DWIA (PWIA) ; les distributions DWIA ont été ajustées avec les valeurs de S_α figurant dans la table 11 ; les distributions PWIA ont été ajustées avec $R^{-1}S_\alpha$ de la table 11 ;
- les mesures 1/2/3/4 correspondent respectivement aux courbes DWIA en continu/pointillé/tireté/trait-point.

$^{24}Mg(p,p\alpha)^{20}Ne(0^+)$					$E^* = 0$		$E_s = 9.31$ MeV			
M/p/α	q_R	K′	K	F	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{p\alpha}$	P(q_R) PWIA	P(q_R) DWIA	$d^3\sigma$ DWIA	Experience $d^3\sigma$	Experience Δ
1A1	-56.	1.55-06	1.91+12	2.90+06	280.	8.04-08	7.58-09	6.43	1.18	.32
1B1	-30.	1.53-06	1.89+12	2.90+06	280.	1.40-07	1.01-08	8.21	2.52	.52
1C1	-8.	1.52-06	1.86+12	2.82+06	275.	1.73-07	1.11-08	9.60	2.08	.42
1A2	-156.	1.45-06	1.89+12	2.75+06	396.	4.18-09	6.65-10	.72	.40	.15
1B2	-140.	1.44-06	1.87+12	2.69+06	382.	1.44-09	5.28-10	.54	.22	.11
1C2	-127.	1.43-06	1.84+12	2.65+06	370.	4.49-11	3.00-10	.29	.00	.05
2A1	-136.	1.63-06	1.96+12	3.19+06	297.	1.06-09	8.12-10	.77	.10	.07
2B1	-116.	1.61-06	1.95+12	3.15+06	290.	6.75-10	1.62-09	1.48	.24	.11
2C1	-95.	1.59-06	1.94+12	3.10+06	284.	1.14-08	2.93-09	2.57	.33	.12
2A2	-209.	1.52-06	1.94+12	2.94+06	430.	3.58-09	4.00-10	.50	.30	.12
2B2	-189.	1.50-06	1.93+12	2.90+06	415.	5.60-09	5.68-10	.68	.05	.05
2C2	-170.	1.49-06	1.92+12	2.86+06	401.	5.79-09	7.34-10	.84	.19	.09
3A1	-8.	1.51-06	1.95+12	2.95+06	125.	1.74-07	1.28-08	4.74	.75	.22
3B1	24.	1.50-06	1.93+12	2.89+06	122.	1.58-07	1.15-08	4.07	.67	.20
3C1	52.	1.48-06	1.90+12	2.82+06	120.	9.49-08	8.21-09	2.78	.53	.18

Table 8a.

$^{24}Mg(p,p\alpha)^{20}Ne(2^+)$					$E^* = 1.63$ MeV		$E_s = 10.94$ MeV			
M/p/α	q_R	K′	K	F	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{p\alpha}$	P(q_R) PWIA	P(q_R) DWIA	$d^3\sigma$ DWIA	Experience $d^3\sigma$	Experience Δ
1A1	-45.	1.55-06	1.88+12	2.93+06	292.	1.01-09	3.46-10	.30	.80	.31
1B1	-19.	1.54-06	1.86+12	2.86+06	286.	4.39-11	1.82-10	.15	.73	.51
1C1	10.	1.52-06	1.83+12	2.78+06	281.	1.92-12	1.56-10	.12	.74	.39
1A2	-151.	1.46-06	1.86+12	2.72+06	401.	1.17-08	6.85-10	.75	.17	.10
1B2	-136.	1.45-06	1.84+12	2.66+06	387.	1.29-08	9.03-10	.93	.06	.06
1C2	-126.	1.44-06	1.81+12	2.60+06	375.	1.28-08	1.01-09	.98	.22	.11
2A1	-127.	1.64-06	1.93+12	3.17+06	302.	1.29-08	6.85-10	.66	.20	.10
2B1	-108.	1.62-06	1.93+12	3.12+06	295.	1.09-08	7.27-10	.67	.24	.11
2C1	-85.	1.60-06	1.92+12	3.07+06	289.	7.03-09	6.79-10	.60	.80	.19
2A2	-202.	1.53-06	1.91+12	2.92+06	434.	2.78-09	1.90-10	.24	.00	.05
2B2	-183.	1.51-06	1.91+12	2.88+06	419.	6.17-09	2.96-10	.36	.05	.05
2C2	-164.	1.50-06	1.90+12	2.84+06	405.	9.77-09	4.60-10	.53	.05	.05

Table 8b.

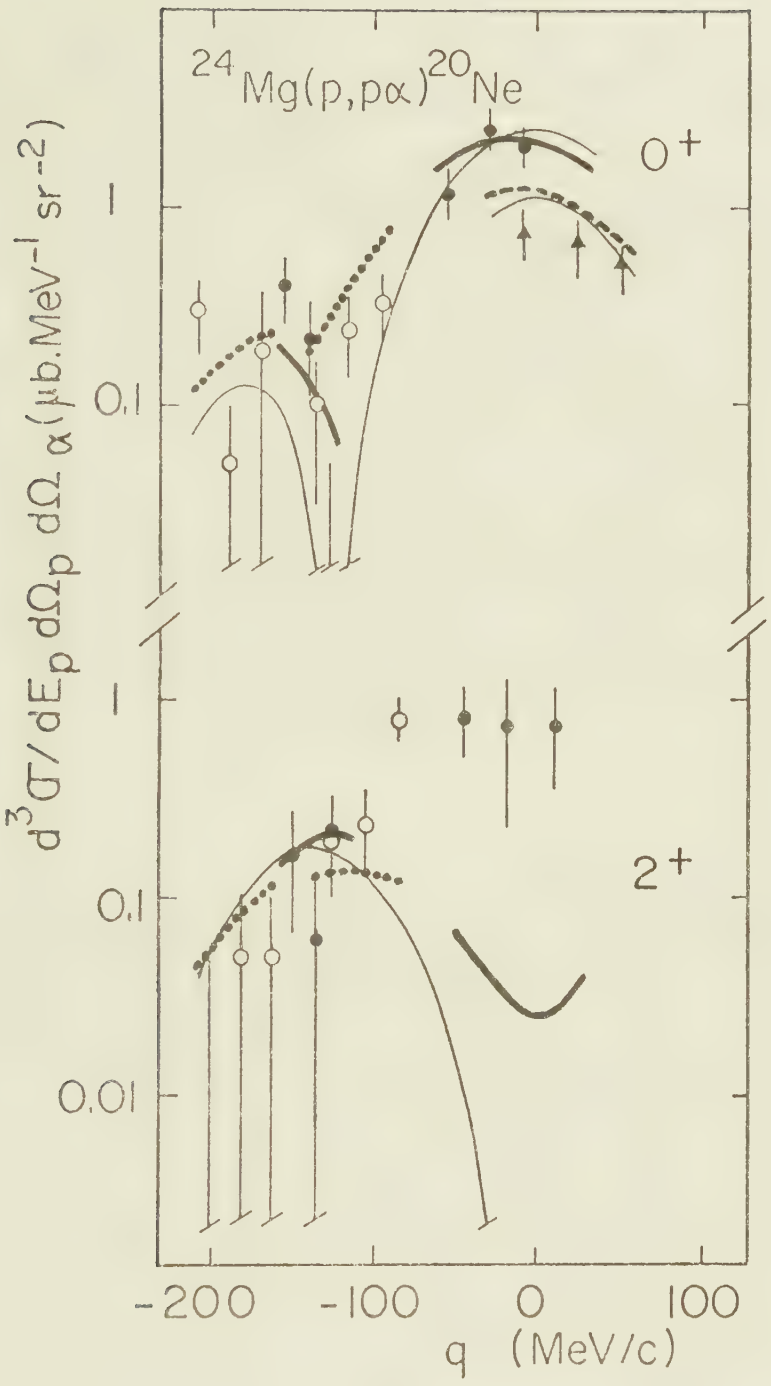

$^{24}Mg(p,p\alpha)^{20}Ne$
0^+
2^+
1
0.1
0.01
$d^3\sigma/dE_p\, d\Omega_p\, d\Omega_\alpha\ (\mu b.MeV^{-1}\, sr^{-2})$
-200
-100
0
100
q (MeV/c)

Fig.17.

$^{28}Si(p,p\alpha)^{24}Mg(0^+)$					$E^* = 0$		$E_s = 9.98$ MeV			
M/p/α	q_R	K′	K	F	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{p\alpha}$	P(q_R) PWIA	P(q_R) DWIA	$d^3\sigma$ DWIA	Experience $d^3\sigma$	Experience Δ
1A1	-56.	1.55-06	1.91+12	2.97+06	283.	7.37-08	4.80-09	4.12	.90	.17
1B1	-30.	1.54-06	1.89+12	2.90+06	283.	1.29-07	6.24-09	5.12	1.25	.26
1C1	-3.	1.52-06	1.90+12	2.82+06	278.	1.61-07	6.69-09	5.25	1.57	.29
1A2	-158.	1.46-06	1.89+12	2.76+06	402.	4.70-09	3.85-10	.43	.11	.07
1B2	-142.	1.44-06	1.87+12	2.70+06	388.	2.15-09	3.04-10	.32	.15	.07
1C2	-130.	1.43-06	1.84+12	2.63+06	375.	3.39-10	1.73-10	.17	.14	.07
2A1	-121.	1.63-06	1.96+12	3.18+06	292.	1.70-11	3.10-10	.95	.16	.07
2B1	-101.	1.61-06	1.95+12	3.13+06	286.	5.78-09	1.63-09	1.46	.37	.10
2C1	-81.	1.59-06	1.93+12	3.08+06	280.	2.66-08	2.62-09	2.26	.31	.09
2A2	-195.	1.51-06	1.94+12	2.94+06	422.	4.70-09	3.26-10	.40	.00	.03
2B2	-176.	1.50-06	1.93+12	2.85+06	408.	5.85-09	4.33-10	.51	.06	.05
2C2	-158.	1.49-06	1.92+12	2.85+06	395.	4.57-09	5.06-10	.57	.12	.06

Table 9a.

$^{28}Si(p,p\alpha)^{24}Mg(2^+)$					$E^* = 1.37$ MeV		$E_s = 11.35$ MeV			
M/p/α	q_R	K′	K	F	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{p\alpha}$	P(q_R) PWIA	P(q_R) DWIA	$d^3\sigma$ DWIA	Experience $d^3\sigma$	Experience Δ
1A1	-47.	1.56-06	1.89+12	2.94+06	294.	1.13-09	2.31-10	.20	.38	.12
1B1	-21.	1.54-06	1.86+12	2.87+06	288.	6.11-11	1.29-10	.11	.41	.21
1C1	9.	1.53-06	1.83+12	2.79+06	283.	9.29-13	1.16-10	.09	.00	.22
1A2	-155.	1.46-06	1.87+12	2.73+06	406.	1.06-08	4.20-10	.47	.11	.07
1B2	-140.	1.45-06	1.84+12	2.67+06	392.	1.22-08	5.75-10	.60	.00	.04
1C2	-129.	1.44-06	1.81+12	2.60+06	379.	1.25-09	6.60-10	.65	.25	.09
2A1	-113.	1.63-06	1.94+12	3.16+06	297.	1.16-08	4.62-10	.43	.19	.07
2B1	-93.	1.61-06	1.92+12	3.11+06	291.	8.37-09	4.51-10	.41	.13	.06
2C1	-72.	1.60-06	1.91+12	3.05+06	285.	4.47-09	3.89-10	.34	.13	.06
2A2	-190.	1.52-06	1.92+12	2.91+06	425.	4.24-09	1.60-10	.20	.03	.06
2B2	-171.	1.50-06	1.91+12	2.87+06	411.	7.83-09	2.56-10	.30	.13	.06
2C2	-153.	1.49-06	1.89+12	2.82+06	398.	1.09-08	3.35-10	.43	.10	.05

Table 9b.

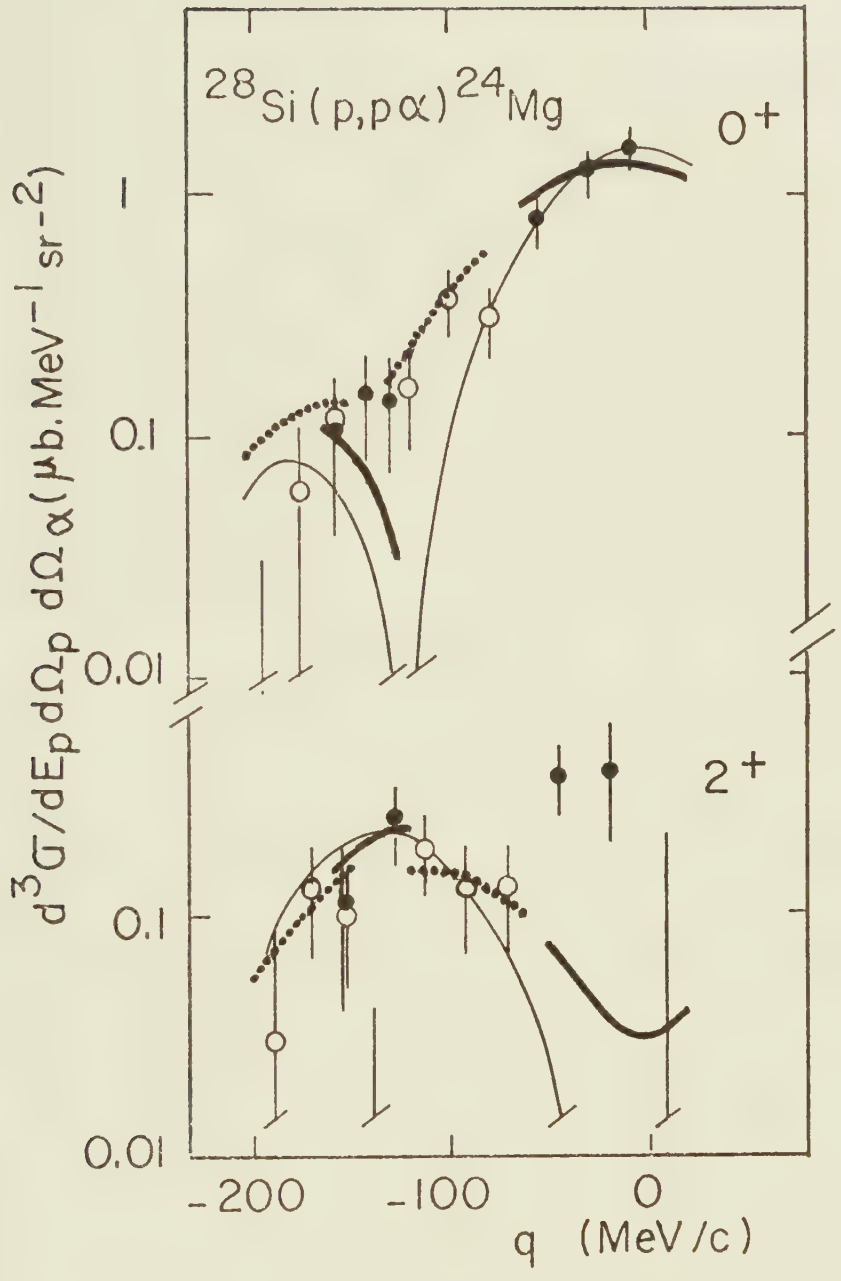

$^{28}Si(p,p\alpha)^{24}Mg$
0^+
2^+
$d^3\sigma/dE_p d\Omega_p d\Omega_\alpha (\mu b.MeV^{-1}sr^{-2})$
1
0.1
0.01
0.1
0.01
-200
-100
0
q (MeV/c)

Fig.18.

$^{40}Ca(p,p\alpha)^{36}A(0^+)$						$E^* = 0$		$E_s = 7.04$ MeV		
M/p/α	q_R	K′	K	F	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{p\alpha}$	$P(q_R)$ PWIA	$P(q_R)$ DWIA	$d^3\sigma$ DWIA	Experience $d^3\sigma$	Experience Δ
1A1	-56.	1.52-06	1.86+12	2.83+06	278.	6.80-08	4.79-09	3.98	2.11	.34
1B1	-30.	1.51-06	1.83+12	2.81+06	272.	1.34-07	8.16-09	4.88	2.53	.37
1C1	-8.	1.49-06	1.89+12	2.83+06	267.	1.72-07	8.38-09	4.81	1.95	.35
1A2	-160.	1.43-06	1.85+12	2.78+06	308.	6.42-09	5.05-10	.55	.30	.12
1B2	-143.	1.42-06	1.82+12	2.72+06	274.	4.41-08	4.25-10	.43	.23	.10
1C2	-131.	1.41-06	1.88+12	2.85+06	361.	1.03-08	2.41-10	.23	.19	.08
2A1	-128.	1.60-06	2.03+12	3.24+06	282.	1.57-08	7.32-10	.57	.35	.12
2B1	-107.	1.58-06	2.01+12	3.18+06	276.	6.38-10	1.39-09	1.22	.07	.17
2C1	-86.	1.57-06	1.99+12	3.12+06	270.	1.32-08	2.33-09	1.96	.87	.23
2A2	-201.	1.49-06	2.01+12	2.95+06	410.	2.01-09	3.09-10	.38	.13	.08
2B2	-182.	1.47-06	2.00+12	2.95+06	300.	5.40-09	4.61-10	.54	.08	.06
2C2	-162.	1.46-06	1.98+12	2.90+06	383.	6.51-09	5.99-10	.66	.08	.06
3A1	-3.	1.50-06	1.93+12	2.97+06	113.	1.74-07	7.32-09	2.59	1.55	.23
3B1	26.	1.48-06	1.95+12	2.89+06	116.	1.48-07	8.16-09	2.08	1.20	.30
3C1	54.	1.47-06	1.91+12	2.81+06	114.	7.35-08	4.18-09	1.34	1.36	.26
3A2	-147.	1.41-06	1.87+12	2.78+06	174.	5.05-09	2.22-10	.11	.05	.05
3B2	140.	1.40-06	1.94+12	2.71+06	167.	3.76-09	5.00-11	.02	.00	.05
3C2	139.	1.39-06	1.90+12	2.64+06	161.	3.52-09	3.32-11	.01	.05	.05
4A1	-76.	1.57-06	1.94+12	3.05+06	238.	2.66-08	1.16-09	.05	1.17	.28
4B1	-71.	1.55-06	1.91+12	2.98+06	235.	3.82-09	9.91-10	.69	.86	.24
4C1	76.	1.54-06	1.86+12	2.86+06	233.	3.03-08	7.33-10	.49	.77	.22
4A2	-90.	1.46-06	1.94+12	2.84+06	326.	1.02-08	1.75-09	1.62	.27	.14
4B2	-72.	1.45-06	1.91+12	2.77+06	317.	3.53-08	2.65-09	2.32	.20	.11
4C2	63.	1.44-06	1.86+12	2.68+06	308.	5.57-08	3.42-09	2.82	.70	.21

Table 10a.

$^{40}Ca(p,p\alpha)^{36}A(2^+)$						$E^* = 1.97$ MeV		$E_s = 9.01$ MeV		
M/p/α	q_R	K′	K	F	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{p\alpha}$	$P(q_R)$ PWIA	$P(q_R)$ DWIA	$d^3\sigma$ DWIA	Experience $d^3\sigma$	Experience Δ
1A1	-43.	1.53-06	1.92+12	2.94+06	284.	1.15-09	2.84-10	.24	.31	.25
1B1	-17.	1.52-06	1.89+12	2.86+06	279.	3.62-11	1.58-10	.13	.64	.23
1C1	12.	1.50-06	1.85+12	2.77+06	274.	6.10-12	1.42-10	.11	.98	.32
1A2	-154.	1.44-06	1.91+12	2.74+06	393.	9.73-09	4.37-10	.47	.40	.13
1B2	-139.	1.43-06	1.87+12	2.67+06	379.	1.23-08	5.81-10	.59	.39	.12
1C2	-129.	1.42-06	1.83+12	2.62+06	367.	1.32-08	6.35-10	.61	.19	.08
2A1	-116.	1.61-06	1.99+12	3.20+06	260.	1.32-08	5.24-10	.48	.65	.17
2B1	-95.	1.59-06	1.98+12	3.14+06	282.	1.05-08	5.38-10	.48	.42	.13
2C1	-74.	1.57-06	1.96+12	3.08+06	277.	6.07-09	4.84-10	.41	.64	.22
2A2	-193.	1.50-06	1.98+12	2.96+06	415.	1.85-09	1.58-10	.19	.30	.12
2B2	-173.	1.48-06	1.96+12	2.91+06	401.	5.40-09	2.51-10	.29	.13	.07
2C2	-155.	1.47-06	1.94+12	2.86+06	388.	9.54-09	3.87-10	.43	.12	.07
3A1	11.	1.51-06	1.94+12	2.92+06	123.	4.07-12	1.57-10	.06	.27	.12
3B1	39.	1.49-06	1.91+12	2.84+06	120.	6.44-10	2.89-10	.10	1.15	.37
3C1	68.	1.48-06	1.87+12	2.76+06	118.	4.36-09	4.57-10	.15	.86	.21
3A2	-146.	1.42-06	1.93+12	2.74+06	177.	1.13-08	6.17-10	.30	.00	.05
3B2	142.	1.41-06	1.89+12	2.67+06	170.	1.20-08	6.29-10	.29	.16	.09
3C2	144.	1.40-06	1.85+12	2.59+06	164.	1.17-08	5.55-10	.24	.25	.11
4A1	-69.	1.58-06	1.90+12	3.00+06	245.	4.77-09	5.84-10	.43	.82	.24
4B1	-68.	1.56-06	1.86+12	2.90+06	240.	4.60-09	6.07-10	.43	.92	.25
4C1	78.	1.54-06	1.82+12	2.80+06	241.	6.61-09	6.12-10	.41	.83	.23
4A2	-84.	1.47-06	1.90+12	2.80+06	332.	7.99-09	4.41-10	.41	.41	.17
4B2	-69.	1.46-06	1.86+12	2.72+06	323.	4.90-09	3.35-10	.29	.59	.20
4C2	66.	1.45-06	1.82+12	2.63+06	314.	4.19-09	2.82-10	.23	.58	.19

Table 10b.

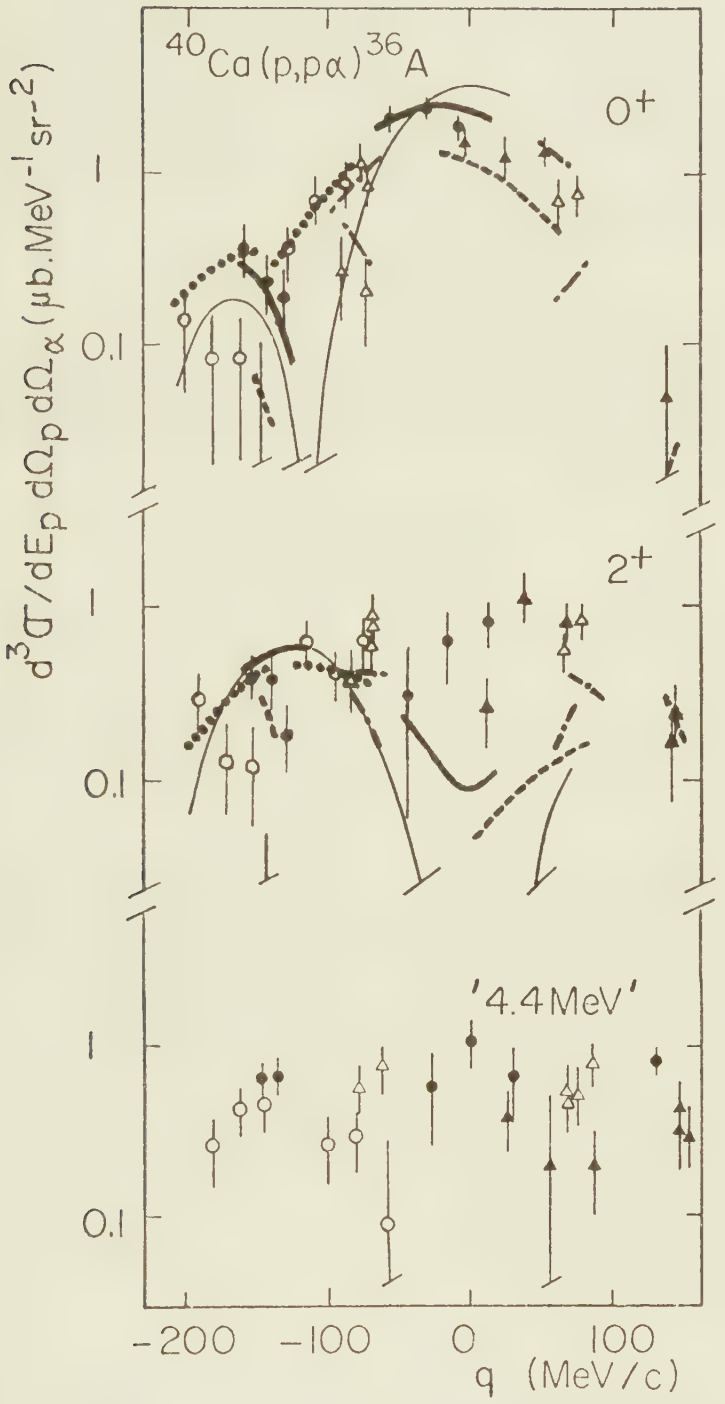

$^{40}Ca(p,p\alpha)^{36}A$
0^+
2^+
'4.4MeV'
$d^3\sigma/dE_p\, d\Omega_p\, d\Omega_\alpha$ (μb.MeV^{-1}sr^{-2})
1
0.1
-200
-100
0
100
q (MeV/c)

Fig. 19.

2) Section efficace de diffusion libre $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{p-\alpha}$.

Le programme de N.S. Chant ne fournit pas ce facteur.

Les conditions angulaires et énergétiques de la voie de sortie permettent d'obtenir les conditions E_{CM} et θ_{CM} centre de masse $(p' + \alpha')$ et l'énergie effective voie d'entrée. La quantité de mouvement transférée dans la diffusion (p-α)

$$k = (p_i + p_f) \quad \sin(\frac{\theta_{CM}}{2})$$

(dans une diffusion libre, on aurait évidemment $p_i = p_f$), et le facteur cinématique K' de la formule (8) ayant été calculés, l'approximation sur couche d'énergie nous permet, à partir des résultats de Cormack et Palmieri [61] corrigés en énergie, d'écrire la section efficace de diffusion (p-α) sous la forme :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{p-\alpha} = a\, e^{-bk^2}$$

où $a = 1.877.10^4$ et $b = 1.556.10^{-5}$, k étant exprimé en MeV/c et $(\frac{d\sigma}{d\Omega})$ en $\mu b.sr^{-1}$.

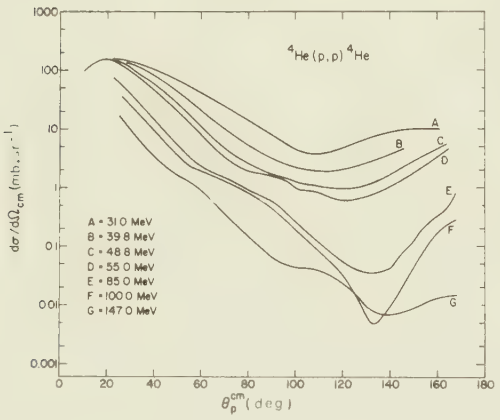


Fig.16. Distributions $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{CM}^{p-\alpha}$ en fonction de θ_{CM}, pour différentes énergies incidentes laboratoire.

Les résultats obtenus pour les différentes mesures effectuées (k variant entre 480 et 580 MeV/c) sont présentés dans les tables 8, 9 et 10.

Cette méthode, basée sur les conditions de la voie de sortie, donne des valeurs de $\overline{|<t>|^2}$ pouvant être entachées de 50% d'incertitude, une même variation de θ_{CM} pouvant entraîner des changements différents pour $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{p-\alpha}$ suivant la région en énergie où l'on se trouve (voir figure 16) [37].

3) Facteur cinématique F.

Il a été calculé d'après la formule 10 , comme produit du facteur cinématique relativiste K à 3 corps (formule 7) par le facteur cinématique K' à 2 corps (formule 8), l'emploi du facteur K relativiste augmentant d'environ 25% les valeurs fournies par un facteur non relativiste.

Les valeurs de K (en MeV^4), K' (en MeV^{-2}) et F (en MeV^2) figurant dans les tables 8, 9 et 10 montrent que F reste sensiblement constant pour toutes les mesures effectuées. Aussi, la variation de $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{p-\alpha}$ étant faible lors des mesures 1 et 2, l'observation directe de $d^3\sigma(q)$ permet-elle déjà d'avoir l'allure de P(q) correspondant.

4) Facteur spectroscopique S_α et section efficace $d^3\sigma(q)$.

Supposé égal à 1 dans le programme de calcul de $d^3\sigma_{DWIA}(q)$, le facteur spectroscopique S_α est ensuite obtenu, pour un état donné du noyau de recul, par confrontation avec les résultats expérimentaux $d^3\sigma_{Exp}(q)$ dans leur ensemble. Le procédé est décrit au chapitre I,B.5), la valeur optimale choisie pour S_α correspondant au minimum de

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{S_{\alpha_i} - S_\alpha}{\Delta S_{\alpha_i}} \right)$$

où $S_{\alpha_i} = \frac{d^3\sigma_{Exp}{}_i}{d^3\sigma_{DWIA}{}_i}$ et $\Delta S_{\alpha_i} = \frac{\Delta(d^3\sigma_{Exp}{}_i)}{d^3\sigma_{Exp}{}_i} S_{\alpha_i}$ sont calculés en tout point situé dans la région du maximum des distributions théoriques. Les résultats pour S_α obtenus par ajustement du calcul DWIA sont présentés dans la table 11.

Noyau cible	Etat fondamental (0^+) du noyau final				1er état excité (2^+) du noyau final			
	R	DWIA			R	DWIA		
		$S_\alpha \pm \Delta S_\alpha$	δ_e	δ_f		$S_\alpha \pm \Delta S_\alpha$	δ_e	δ_f
^{24}Mg	12.8	0.25 ± 0.07	0.03	0.06	15.0	0.21 ± 0.09	0.06	0.05
^{28}Si	20.0	0.24 ± 0.05	0.03	0.04	20.6	0.37 ± 0.09	0.06	0.07
^{40}Ca	19.2	0.50 ± 0.07	0.05	0.05	19.0	0.91 ± 0.12	0.09	0.40

Table 11. Facteurs spectroscopiques alpha S_α obtenus par analyse DWIA et comparaison des calculs DWIA et PWIA pour les trois noyaux ^{24}Mg, ^{28}Si et ^{40}Ca.

R représente le rapport des sections efficaces $d^3\sigma_{PWIA}/d^3\sigma_{DWIA}$;

δ_e représente l'incertitude expérimentale sur S_α ; δ_f est l'incertitude liée au procédé de "fit" ;

ΔS_α est l'incertitude résultante sur S_α .

Les sections efficaces DWIA (calculées pour $S_\alpha = 1$) sont données pour tous les points de mesure dans les tables 8, 9 et 10. Les figures 17, 18 et 19 (identiques aux figures 9, 10 et 11 du chapitre I,B) représentant les distributions $d^3\sigma_{Exp}(q)$ et $d^3\sigma_{DWIA}(q)$ après normalisation aux S_α correspondants, ont été disposées face aux tables 8, 9 et 10 afin de mieux illustrer les valeurs qui y figurent.

La comparaison entre les distributions $d^3\sigma(q)$ expérimentales et les distributions théoriques (pour les états 0^+ et 2^+ du noyau de recul)

d'une part, et entre les facteurs S_α tirés de l'expérience par l'analyse DWIA et ceux calculés dans une description SU(3) des états nucléaires d'autre part, fait l'objet du chapitre I,B.5) et nous la reprendrons dans le chapitre Conclusion.

Rappelons cependant l'incertitude d'un facteur 2 à 3 sur les valeurs absolues théoriques $d^3\sigma(q)$ calculées en DWIA. L'insuffisance de la PWIA, qui prévoit des sections efficaces de 15 à 20 fois supérieures à la DWIA (voir table 11), souligne l'importance de l'absorption et des distorsions qui élargissent les distributions, comblent les minima obtenus en PWIA et réduisent fortement la section efficace.

Bien que le rôle de θ_R, souligné par Neudatchine [62] dans le cas de noyaux de la couche 1p,soit déjà implicitement pris en compte dans notre analyse DWIA, une analyse en diffusion multiple (de 1 à 4 nucléons) serait très intéressante pour les niveaux inférieurs de la bande de rotation bâtie sur le fondamental que nous considérons ici, cette analyse devant conduire, d'après Balashov [63] et Mileev [64], à un accroissement sensible de la section efficace avec comblement des minima.

CHAPITRE IV

CALCUL DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES α DANS UNE DESCRIPTION SU(3)

"Sophistes, Sorbillons, Sorbonagres, Sorboniques, Sorbonicoles, Sorboniformes, Sorbonisecques, Niborcisans, Borsonisans, Saniborsans, lesquelz en leurs disputations ne cherchent vérité, mais contradiction et débat".

RABELAIS

(*Gargantua*)

CALCUL DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES α DANS UNE DESCRIPTION SU(3)

Afin de confronter les valeurs expérimentales des facteurs spectroscopiques alpha obtenus par analyse DWIA, aux valeurs théoriques correspondantes, nous allons évaluer ces dernières dans le cadre du modèle en couches à particules indépendantes.

Utilisant une description des états nucléaires à l'aide d'une base d'états SU(3), nous pourrons développer l'amplitude de transition $A_{n\ell}(A \rightarrow B + \alpha)$ en fonction des amplitudes spectroscopiques relatives tabulées par Draayer [65] et des coefficients de parenté fractionnelle tabulés par Hecht et Braunschweig [66].

Les facteurs spectroscopiques S_α théoriques, donnés par le carré de $A_{n\ell}$, seront ensuite obtenus pour les premiers niveaux de la bande de rotation correspondant au fondamental des 3 noyaux de la couche (2s-1d) étudiés, dans un couplage pur SU(3). Un calcul tenant compte des 3 composantes principales du couplage réel sera aussi réalisé dans le cas de la transition $^{24}Mg \rightarrow {}^{20}Ne + \alpha$.

A - DESCRIPTION SU(3) DES ETATS NUCLEAIRES.

C'est en 1958 qu'Elliott [67], présentant un des premiers modèles microscopiques du noyau, introduisit la description des états nucléaires à l'aide du groupe de symétrie unitaire SU(3). Cette apparition de SU(3) en Physique Nucléaire (avant son introduction en Physique des Particules) était liée aux propriétés des opérateurs de ce groupe dans lequel les transformations qui (dans le modèle en couches de l'Oscillateur Harmonique) font passer les quanta d'énergie d'une direction à une autre, laissent l'Hamiltonien invariant, conduisant à des déformations plus ou moins grandes suivant les différents axes. Les diverses représentations SU(3) correspondent ainsi à des états collectifs du système nucléaire avec des déformations distinctes, états de la base SU(3) sur laquelle on développe l'état réel du noyau.

1) Représentation générale d'un état de base à k nucléons.

Dans le modèle en couches à particules indépendantes, l'état d'un nucléon est caractérisé par l'ensemble des nombres quantiques $|n\ell m_\ell s m_s t m_t\rangle$ et l'état de k nucléons correspond aux représentations irréductibles du groupe unitaire U(ν), ensemble des transformations unitaires entre les ν états de base possibles ("orbites" individuelles occupées par les k nucléons; $k \leq \nu$). Pour k nucléons discernables pris respectivement dans la couche (1s), (1p) ou (2s-1d), le groupe unitaire est U(4), U(12) ou U(24). Or, la fonction d'onde totale de l'ensemble de k nucléons (k fermions) doit être antisymétrique par rapport à l'échange des nucléons, donc la seule représentation de U(ν) qui intervient est la représentation antisymétrique $\{1^\nu\}$ correspondant à un diagramme d'Young à 1 colonne de ν cases. Ainsi, en l'absence de dégénérescences liées à des propriétés de symétrie de l'Hamiltonien H, les états à k particules discernables sont tous distincts; il n'y a pas de sous-ensemble de transformations unitaires qui laisse H invariant, et nous ne pouvons pas factoriser $A_{n\ell}$ pour obtenir nos facteurs spectroscopiques.

Mais si H est invariant dans des groupes de transformations, on peut obtenir une chaîne complète de réductions en sous-groupes, cette décomposition étant liée aux propriétés des forces nucléaires [68]. Dans tous les cas, la réduction $U(\nu) \supset SU(\nu)$ est possible et, lorsqu'un ensemble de fonctions forme la base d'une représentation irréductible du groupe unitaire U(ν), il forme aussi la base d'une représentation irréductible du groupe unitaire unimodulaire SU(ν), les représentations irréductibles de SU(ν) étant les mêmes que celles de U(ν), mais caractérisées par (ν-1) nombres quantiques [69].

2) Réduction de SU(ν).

a) Invariance de l'Hamiltonien ; réduction $SU(\nu) \supset SU(4) \times SU(s)$.

Dans le cas de forces nucléaires indépendantes du spin et de l'isospin, les opérateurs de permutation agissant sur l'ensemble des 4 coordonnées correspondantes laissent H invariant, ce qui autorise la réduction de SU(ν) en un produit contenant le sous-groupe unitaire unimodulaire SU(4) [69] ; SU(4) correspond alors au supermultiplet de Wigner caractérisé par (P P' P") [70].

D'autre part, par suite de l'indiscernabilité des nucléons, dans le modèle de l'Oscillateur Harmonique, sans interaction spin-orbite, une couche correspond à s orbites dégénérés , et les opérateurs de permutation agissant sur les s orbites laissent H invariant. Le potentiel total du système de nucléons peut alors s'écrire :

$$V = a(\Sigma P_{ij})$$

où apparaît l'opérateur d'échange de Majorana sur la symétrie orbitale.

On peut donc réduire $SU(\nu) \supset SU(4) \times SU(s)$, ce qui donne respectivement, pour les couches (1s), (1p) et (2s-1d), les réductions SU(4), $SU(4) \times SU(3)$ et $SU(4) \times SU(6)$, où SU(6) correspond aux 6 orbitales possibles pour les 4 nucléons du supermultiplet de Wigner.

Il reste maintenant à caractériser la représentation obtenue à l'aide des nombres quantiques correspondant aux symétries des 2 représentations SU(s) et SU(4).

b) *Partition [f] de S_k.*

Les représentations irréductibles du groupe U(s) peuvent être caractérisées par les partitions [f] correspondant aux représentations irréductibles du groupe symétrique S_k de l'ensemble des permutations des k nucléons [38]. Une telle partition $[f] \equiv [f_1, f_2, \ldots, f_i, \ldots]$ où le nombre quantique f_i représente le nombre de particules sur l'orbite i ($i \leq s$) et $f_1 \geq f_2 \geq \ldots$ avec $\sum_i f_i = k$, correspond au tableau d'Young présenté sur la figure 20 (f_i cases dans la ligne i ; $i \leq s$). S_k opère sur le nombre de particules sur les orbitales et U(s) agit sur les lignes du tableau d'Young et ordonne les s états de base à particules indépendantes.

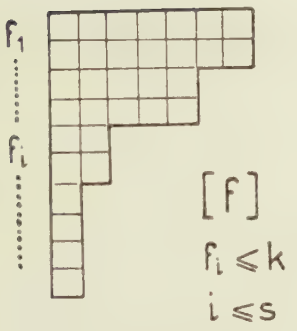


Fig.20.

La dimension de la représentation correspond au nombre d'arrangements standard [71] permettant d'obtenir [f] en partant d'une seule case (nombre de façons de disposer les numéros des nucléons dans les cases du tableau, avec ordre croissant pour les lignes et les colonnes). Toute représentation irréductible de U(s) est obtenue en symétrisant par rapport aux lignes et en antisymétrisant par rapport aux colonnes. La représentation [f] de S_k a pour dimension [72]:

$$\dim_{S_k}[f] = \frac{k!}{\prod_{i=1}^{s}(f_i+s-i)!} \prod_{1\leq i<j\leq s}(f_i-f_j+j-i) \qquad (13)$$

Les représentations irréductibles de SU(s) sont celles de U(s) sans les colonnes pleines.

c) *Représentation SU(6) × SU(4).*

Pour un ensemble de k nucléons ($k \leq 24$) dans la couche (2s-1d), nous avons une base d'états

$$|(2s\text{-}1d)^k[f]\gamma\rangle \times |(2s\text{-}1d)^k[f']\gamma'\rangle$$

où [f] et [f'] correspondent respectivement à U(6) et U(4) [ou SU(6) et

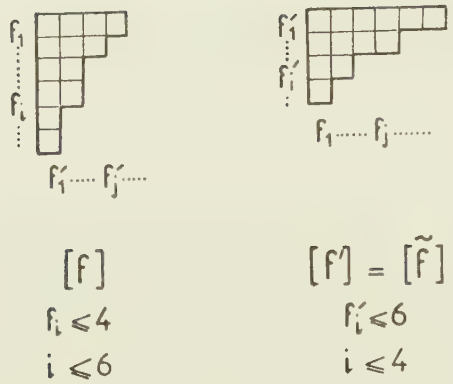


Fig.21.

SU(4)] et γ et γ' indiquent des nombres quantiques supplémentaires éventuels. La fonction d'onde totale étant antisymétrique, les diagrammes [f] et [f'] doivent être associés (figure 21) :
[f'] = [$\tilde{f}$] ; [f'] ayant 4 lignes au plus,
[f] ayant 4 colonnes au plus.

Les états de base peuvent alors être représentés par :

$|(2s\text{-}1d)^k [f] \gamma \gamma' >$ (où [$\tilde{f}$] est omis).

3) Réductions possibles de SU(4) et SU(6).

Dans le cas de la couche (1p), où l'on a SU(3) × SU(4), les facteurs spectroscopiques peuvent être calculés à partir de la représentation SU(3), mais dans la couche (2s-1d) nous devons opérer au préalable la réduction SU(6) ⊃ SU(3). Il faut alors que des propriétés d'invariance de H par rapport à SU(3) apparaissent. Pour réduire SU(4), nous allons utiliser de telles propriétés d'invariance par rapport à SU(2).

a) Réduction $SU(4) \supset SU_S(2) \times SU_T(2)$.

Les forces nucléaires étant indépendantes de la charge, nous pouvons réduire à $SU_T(2)$ correspondant aux 2 états de charge du nucléon. Or, d'une façon générale, les valeurs propres des opérateurs de Casimir de U(s) [opérateurs invariants dans U(s)] sont des fonctions des nombres quantiques étiquetant la représentation de U(s) [68,72], et nous pouvons utiliser T pour caractériser la configuration $SU_T(2)$.

Dans l'approximation de couplage L-S, l'indépendance de spin permet de réduire aussi à $SU_S(2)$, correspondant aux 2 états de spin du nucléon; S peut alors caractériser la configuration de $SU_S(2)$.

Ainsi, faisant la réduction $SU(4) \supset SU_S(2) \times SU_T(2)$, nous pouvons utiliser la représentation :

$$|(2s\text{-}1d)^k \; [f] \gamma \; S \; T >$$

pour les états de base à k nucléons. Les interactions étant attractives, les états orbitaux correspondant aux représentations [f] les plus symétriques sont aux énergies les plus basses [69] (nous considèrerons ces états dans notre étude).

b) *Réductions SU(6) ⊃ SU(3) ⊃ R(3).*

α) *Réduction SU(6) ⊃ SU(3).*

L'Hamiltonien correspondant à l'Oscillateur Harmonique étant invariant par échange de ses phonons, on utilise la partition $[f''] \equiv [n_z, n_y, n_x]$, où n_i représente le nombre de quanta dans la direction i, correspondant au diagramme de la figure 22, pour représenter les états de symétrie à N quanta répartis dans les 3 directions x, y et z (modèle en couches amélioré [5]). Pour la couche (2s-1d), N = 2k.

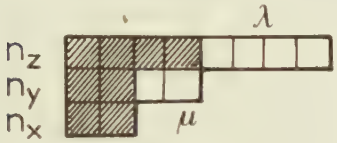
$[f'']$

$n_i \leqslant N$

Fig.22.

Cette partition constitue une représentation irréductible de U(3), correspondant dans SU(3) à la représentation $(\lambda\mu)$ caractérisée par les 2 nombres :

$$\begin{cases} \lambda = n_z - n_y \\ \mu = n_y - n_x \end{cases} \qquad \text{(voir figure 23),}$$



$(\lambda\mu)$

Fig.23.

La dimension de $(\lambda\mu)$ est donnée par :

$$\dim(\lambda\mu) = \frac{1}{2}(\lambda+1)(\mu+1)(\lambda+\mu+2) \qquad (14)$$

Notons que la valeur propre de l'opérateur de Casimir $\tilde{C}_2$ (invariant dans U(3)) :

$$\langle \tilde{C}_2 \rangle_{\lambda\mu} = 4\,[\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3(\lambda+\mu)]$$

est maximale pour les états de plus basse énergie [38,73] (états considérés dans notre étude).

La réduction SU(6) ⊃ SU(3) permet ainsi de caractériser les états de base par $|(2s\text{-}1d)^k\ [f]\ \alpha\ (\lambda\mu)\ \beta\ ST\rangle$ où β correspond à des nombres quantiques supplémentaires éventuels. Les tables de Hecht [66] donnent les coefficients liés à cette réduction, pour la première moitié de la couche (2s-1d).

β) *Réduction SU(3) ⊃ R(3).*

L'Hamiltonien étant invariant par rotation, nous pouvons réduire SU(3) à R(3), où la valeur propre L de l'opérateur de Casimir (invariant dans R(3)), servira à caractériser l'état. Les coefficients de Draayer [65] correspondent à cette réduction SU(3) ⊃ R(3).

Rappelons la règle de passage $(\lambda\mu) \to L$, où, posant

$$\begin{cases} \bar{\lambda} = \max(\lambda,\mu) \\ \underline{\mu} = \min(\lambda,\mu) \\ K = \underline{\mu}, \underline{\mu}-2, \ldots, 1 \text{ ou } 0, \end{cases}$$

on a les correspondances $\begin{cases} \text{pour } K = 0, \text{ avec } L = \bar{\lambda}, \bar{\lambda} - 2, \ldots, 1 \text{ ou } 0 ; \\ \text{pour } K \neq 0, \text{ avec } L = K, K+1, \ldots, K+\bar{\lambda} . \end{cases}$

Ainsi, avec le potentiel total du système des k nucléons [38] :

$$V = a\left(\sum_{i<j} P_{ij}\right) + \frac{b}{4}\,\widetilde{C}_2 - \frac{3b}{4}\,L^2$$

où a et b sont des constantes négatives et où apparaissent dans l'ordre les opérateurs de Majorama sur la symétrie orbitale [f], de Casimir sur la symétrie de quanta $(\lambda\mu)$ et le moment orbital L, la dégénérescence des niveaux d'énergie correspondant à [f], partiellement levée par la description $(\lambda\mu)$, est encore réduite par le dernier terme en L^2.

Dans le cas du ^{20}Ne, partant d'une dégénérescence d'ordre 46 pour le 0^+ et 143 pour le 2^+, la représentation orbitale [f] = [4] (symétrie orbitale maximale) associée à la symétrie de quanta $(\lambda\mu) = (80)$ donne : $\bar{\lambda} = 8$; $\bar{\mu} = 0$; K = 0 et L = 8,6,4,2,0,ce qui correspond à la bande de rotation du fondamental (K = 0), où L lève complètement la dégénérescence, donnant alors 1 niveau 0^+ fondamental (L = 0) et 1 premier niveau 2^+ (L = 2). Mais dans le cas du ^{24}Mg, pour les états [44] (84), avec :

$$\bar{\lambda} = 8,\ \bar{\mu} = 4 \quad \begin{cases} K = 0 \text{ et } L = 0, 2, 4, 6, 8 \\ K = 2 \text{ et } L = 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 \\ K = 4 \text{ et } L = 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12 , \end{cases}$$

la dégénérescence n'est pas complètement levée avec L et 2 états 2^+ sont alors confondus (L = 2, K = 0 ou 2).

4) Caractérisation des états nucléaires.

Les états de base à k nucléons obtenus par la chaîne de réductions $U(24) \supset SU(24) \supset [SU_S(2) \times SU_T(2)] \times [SU(6) \supset SU(3) \supset R(3)]$ sont caractérisés par les représentations irréductibles $|(2s\text{-}1d)^k\ [f]\ \alpha\ (\lambda\mu)\ \beta\ LST>$.

Ils correspondent chacun à un système nucléaire en rotation ayant une déformation fixe dont l'allure est donnée par des seules considérations de théorie des groupes [74], état "prolate" ("cigare") si $\lambda >> \mu$ et "oblate" ("disque") si $\lambda << \mu$.

Plusieurs états de même L pouvant appartenir à une même représentation de SU(3), la réduction $SU(3) \supset R(3)$ ne caractérise pas complètement les états de base, contrairement à la réduction canonique d'Elliott $SU(3) \supset SU(2) \times U(1)$ qui, malheureusement, ne fait pas apparaître le groupe physique R(3). Le procédé d'Elliott [67], reliant les 2 systèmes d'états par une méthode de projection, permet de déterminer complètement la base $SU(3) \supset R(3)$, et nous utiliserons ici les états réorthonormalisés de la base SU(3) caractérisés, suivant la notation de Draayer [65], par :

$$|(2s\text{-}1d)^k\ [f]\ \alpha\ (\lambda\mu)\ \beta ST\ \kappa_L\ LJ>$$

ou encore par :

$$|(2s\text{-}1d)^k\ [f]\ \alpha\ (\lambda\mu)\ \beta T\ \kappa_S\ S\ \kappa_J\ J>$$

Une telle description, dite SU(3), des états nucléaires permet de factoriser $A_{n\ell}(A \to B + \alpha)$ que nous évaluerons à l'aide des coefficients de la réduction $SU(6) \supset SU(3)$ et $SU(3) \supset R(3)$.

Dans une description des états collectifs des noyaux à l'aide du groupe SU(3), les états de plus basse énergie appartiennent à la représentation fondamentale ($2\lambda+\mu$ maximum) SU(3). Au début de la couche (2s-1d), une grande partie des états de basse énergie du modèle en couches à particules indépendantes peut être classée en couplage L-S, suivant la représentation SU(3) à états de base de symétrie orbitale maximale [38,69]. La validité de cette représentation diminue au fur et à mesure que l'interaction spin-orbite croît, les états réels s'éloignant de plus en plus des états de base SU(3), nécessitant une description en couplage intermédiaire puis en couplage j-j.

B - DEVELOPPEMENT DE L'AMPLITUDE DE TRANSITION $A_{n\ell}(A \to B + \alpha)$.

1) Expression de $A_{n\ell}(A \to B + \alpha)$ dans le modèle en couches.

L'amplitude de transition lors de la réaction $A \to B + \alpha$, où les groupements α et B sont en mouvement relatif caractérisé par les nombres quantiques n et ℓ, s'écrit simplement dans le modèle en "clusters" (formule 3 du chapitre III.A) :

$$A_{n\ell} = \binom{A}{4}^{1/2} \langle \varphi_B \ \varphi_\alpha \ \phi_\ell^n(\vec{r}_{\alpha B}) | \varphi_A \rangle$$

où φ_i est fonction des coordonnées internes ζ du groupement i, les autres notations étant décrites au chapitre III.A. Pour exprimer $A_{n\ell}$ dans le modèle en couches, en fonction des coordonnées relatives au centre du puits de potentiel de l'Oscillateur Harmonique, on utilise la transformation de Talmi-Moshinsky [75], qui permet de passer de $\phi_\ell^n(\vec{r}_{\alpha B})$ à $\phi_\ell^n(\vec{R}_\alpha)$, où R_α est relative au centre du puits. On obtient alors lorsqu'il n'y a pas de mouvement spurieux du centre de masse du système :

$$A_{n\ell} = \left(\frac{A}{B}\right)^{\frac{Q}{2}} \binom{A}{4}^{1/2} \langle \psi_B \ \varphi_\alpha \ \phi_\ell^n(R_\alpha) | \psi_A \rangle \qquad (15)$$

où ψ_i est fonction des coordonnées ξ des nucléons de i et de leur centre de masse, par rapport au centre du puits de l'Oscillateur Harmonique et $Q = \sum_{i=1}^{4} (2n_i + \ell_i)$ représente le nombre total de quanta des 4 nucléons i transférés (si l'α est dans l'état $(1s)^4$, $Q = 2n+\ell$ où n et ℓ correspondent au mouvement du centre de masse de l'α décrit par ϕ_ℓ^n).

Développant $|\psi_A\rangle$ en parentés fractionnelles sur B et β, où β représente tous les états possibles des 4 nucléons transférés (ensemble complet de fonctions d'onde à 4 nucléons du modèle en couches):

$$|\psi_A\rangle = \sum_\beta \langle \psi_B ; \psi_\beta | \} \psi_A \rangle \ | \psi_B \ \psi_\beta \rangle$$

où le coefficient de parenté fractionnelle de A avec $(B+\beta)$ correspond à

l'élément de matrice réduit de l'opérateur de création de 4 nucléons de β ($\chi^+ \equiv a^+ a^+ a^+ a^+$) par la relation [69] :

$$\langle \psi_B ; \psi_\beta | \} \psi_A \rangle = \binom{A}{4}^{-1/2} \langle \psi_A \| \chi^+ \| \psi_B \rangle$$

L'amplitude de la transition $A \to B + \alpha$ peut alors s'écrire sous la forme employée par Ichimura [48] et Draayer [65] :

$$A_{n\ell} = \left(\frac{A}{B}\right)^{\frac{Q}{2}} \binom{A}{4}^{\frac{1}{2}} \sum_\beta \langle \psi_B ; \psi_\beta | \} \psi_A \rangle \langle \varphi_\alpha \; \phi_\ell^n | \psi_\beta \rangle$$

ou sous la forme utilisée par Kurath [51] et Hecht [66] :

$$\boxed{A_{n\ell} = \left(\frac{A}{B}\right)^{\frac{Q}{2}} \sum_\beta \langle \psi_A \| \chi^+ \| \psi_B \rangle \langle \varphi_\alpha \; \phi_\ell^n | \psi_\beta \rangle} \qquad (16)$$

où $\langle \varphi_\alpha \; \phi_\ell^n | \psi_\beta \rangle$ représente l'intégrale de recouvrement de la fonction d'onde du groupement α et de la fonction d'onde à 4 particules du modèle en couches pour β.

Si, pour Q fixé, un même état de A peut être atteint à partir de B par plus d'une configuration, il existe plusieurs termes dans les sommes sur β.

Toutefois, si le mécanisme dominant correspond à un groupement β ayant la symétrie orbitale maximale, il ne reste plus qu'un seul terme dans la somme et le choix d'une base d'états SU(3) est alors pratique pour calculer $A_{n\ell}$. Les fonctions d'onde nucléaires étant développées sur cette base, les résultats des calculs du modèle en couches s'interprètent alors simplement, une approximation du couplage intermédiaire ne tenant compte que des principales représentations SU(3) permettant d'estimer $A_{n\ell}$ si les calculs deviennent trop complexes [76].

2) Développement de $A_{n\ell}(A \to B + \alpha)$ dans une description SU(3) des états nucléaires.

Nous allons considérer les divers termes de la formule 16.

a) Coefficient de Talmi-Moshinsky.

Pour 4 nucléons pris dans la couche (2s-1d), Q = 8 et

$$\left(\frac{A}{B}\right)^{\frac{Q}{2}} \text{ prend la valeur } T_o = \left(\frac{A}{A-4}\right)^4 \qquad (17)$$

b) *Intégrale de recouvrement* $\langle \varphi_\alpha \phi_\ell^n | \psi_\beta \rangle$.

Elle peut s'interpréter simplement dans la description SU(3) où

$$|\psi_\beta\rangle = |\{q_i\}^4 [f]\ (\lambda\mu)\ell st\rangle$$

avec $q_i = 2n_i + \ell_i$ quanta pour le nucléon i.

Si le groupement α est dans l'état $(1s)^4(00)$ et si la fréquence d'oscillateur est la même dans A, B et α :

$$|\varphi_\alpha\rangle = |[4](00)000\rangle$$

et

$$\langle \varphi_\alpha \phi_\ell^n | \psi_\beta \rangle = G(\{q_i\}^4) \times \Delta$$

où le facteur de Ichimura [48]

$$G(\{q_i\}^4) = \left| \frac{Q!}{4^Q (\prod_{i=1}^{4} q_i!)} \times \frac{4!}{(\prod_{i=1}^{4} g_i!)} \right|^{1/2}$$

et $\Delta = \delta_{[f][4]} \times \delta_{sO} \times \delta_{tO} \times \delta_{Q,2n+\ell} \times \delta_{\lambda Q} \times \delta_{\mu O}$ avec $Q = \sum_{i=1}^{4} q_i = 2n+\ell$ pour le nombre total de quanta, g_i étant le nombre de nucléons ayant q_i quanta ($\sum_{i=1}^{4} g_i = 4$).

Si un même état de A peut être atteint, à partir de B, par plus d'une configuration pour un même Q, il existe plusieurs termes dans la somme sur β de la formule 16.

Dans le cas particulier que nous considérons pour nos calculs de S_α, les 4 nucléons sont pris dans la couche (2s-1d) : $g_1 = 4$; $g_i = 0\ \forall i > 1$; $q_i = 2\ \forall i$; $Q = 8$

$$\langle \varphi_\alpha \phi_\ell^n | \psi_\beta \rangle = G_o \times \Delta_o \qquad (18)$$

où :

$$\Delta_o = \delta_{[f][4]} \times \delta_{sO} \times \delta_{tO} \times \delta_{\lambda 8} \times \delta_{\mu O} \quad (\text{soit } |\psi_\beta\rangle = |\{2\}^4 [4]\ (80)\ell OO\rangle)$$

et $G_o = G(\{2\}^4) = 0.196$, ce qui correspond à un recouvrement de l'ordre de 4% en intensité.

Mais si des nucléons sont pris hors de la couche (2s-1d), l'intégrale de recouvrement prend des valeurs plus élevées et le pourcentage précédent peut être multiplié par 3. Cette propriété est en accord avec les prévisions de Balashov [63] quant à une contribution notable des autres configurations possibles pour les 4 nucléons de β. Dans ce dernier cas, il faut bien sûr tenir compte du rôle des autres facteurs de la formule 16.

c) *Elément de matrice réduit* $\langle\psi_A \| \chi^+ \| \psi_B\rangle$.

Si les états des noyaux A et B peuvent être caractérisés par une description $|[f]\ \alpha\ (\lambda\mu)\ \beta\ T\ \kappa_S\ S\ \kappa_J\ J\rangle$ [65] et si le transfert des 4 nucléons se fait dans la configuration $|\psi_\beta\rangle = |[4]\ (QO)\ \ell\ s\ j\ t\rangle$, l'élément de matrice réduit [66]

$$\langle \psi_A^{J'_A} \| \chi^+ \| \psi_B^{J_B} \rangle \equiv \langle [f']\ \alpha'\ (\lambda'\mu')\ \beta'\ T'_A\ \kappa_{S'}\ S'_A\ \kappa_{J'}\ J'_A \| \chi^+ [4]\ (QO)\ \ell s j t \| [f]\ \alpha\ (\lambda\mu)\ \beta\ T_B \kappa_S S_B \kappa_J J_B \rangle$$

peut s'écrire, en notation abrégée, sous la forme d'un produit de 3 facteurs (correspondant à une chaîne de réduction de SU(24)) :

$$\langle k \| \chi^+ \| k\text{-}4 \rangle = A^R_{n\ell sj} \times B \times \langle k \| \| \chi^+ \| \| k\text{-}4 \rangle \qquad (19)$$

où k est le nombre de nucléons dans la couche (2s-1d).

α) *Facteur* $A^R_{n\ell}$ *de Draayer.*

Ce facteur, dépendant des valeurs du moment angulaire orbital et du moment angulaire total dans les bandes, correspond aux amplitudes relatives de transfert de 4 nucléons vers les divers membres des bandes de rotation obtenues à partir d'une seule représentation SU(3). Il correspond à la réduction $SU(3) \supset R(3)$ du coefficient $\langle k \| \chi^+ \| k\text{-}4 \rangle$.

$$A^R_{n\ell sj} \equiv \sum_{\kappa_L L_B \kappa'_L L'_A} c_{\kappa_L L_B}\, c'_{\kappa'_L L'_A} \begin{Bmatrix} L_B & S_B & J_B \\ \ell & s & j \\ L'_A & S'_A & J'_A \end{Bmatrix} \langle (\lambda\mu) \kappa_L L_B ; (QO)\ell \| (\lambda'\mu') \kappa'_L L'_A \rangle$$

où les $c_{\kappa_L L}$ correspondent à la transformation des états de base κ_L LSJ aux états de base κ_S S κ_J J , le coefficient $\{9j\}$ correspond au passage du couplage j-j au couplage L-S, et le dernier terme représente le coefficient de Wigner dans la réduction $SU(3) \supset R(3)$.

Le coefficient $A^R_{n\ell}$ (correspondant à $A^R_{n\ell o\ell}$) est tabulé par Draayer [65] pour les 12 premiers noyaux de la couche (2s-1d), dans le cas de transfert α. Pour notre expérience sur des noyaux A pair-pair de la couche (2s-1d),

$$A^R_{n\ell} = \langle (\lambda\mu)\ \ell\ ;\ (80)\ \ell \| (\lambda'\mu') 0 \rangle \qquad (20)$$

Si les noyaux A sont dans la deuxième moitié de la couche (2s-1d), l'amplitude pour le "pick-up" entre paires de noyaux est alors reliée à l'amplitude pour le "stripping" entre les noyaux conjugués situés dans la première moitié de la couche par :

$$A^R_{n\ell sj}(y^{\times} \to y'^{\times} + \alpha) = (-1)^{S+s-S'+J+j-J'} \times \left\{\frac{2S+1}{2S'+1} \times \frac{2J'+1}{2J+1} \times \frac{\dim(\lambda\mu)}{\dim(\lambda'\mu')}\right\}^{1/2} \times A^R_{n\ell sj}(y+\alpha \to y')$$

où $y^{\times}$, $y'^{\times}$ sont respectivement conjugués de y et y'. Pour des noyaux A pair-pair, on obtient :

$$A^R_{n\ell}(y^{\times} \to y'^{\times} + \alpha) = \left\{(2\ell+1)\ \frac{\dim(\lambda\mu)}{\dim(\lambda'\mu')}\right\}^{1/2} A^R_{n\ell}(y+\alpha \to y') \qquad (21)$$

β) *Coefficient B de couplage d'isospin.*

Dans le cas de transfert d'un groupement α (t = 0),

$$B = \langle T_B\ M_B\ t\ m_t | T'_A\ M'_A \rangle = 1 \qquad (22)$$

γ) *Coefficient* $\langle k|||\chi^+|||k-4\rangle$.

Le terme $\langle k|||\chi^+|||k-4\rangle \equiv \langle [f']\ \alpha'\ (\lambda'\mu')\beta'\ S'_A\ T'_A|||\chi^{+[4](QQ)st}|||\ [f]\alpha(\lambda\mu)\beta\ S_B\ T_B\rangle$ a été étudié par Hecht et Braunschweig [66]. Pour des noyaux de la couche (2s-1d), il peut être mis sous forme d'un produit de 2 facteurs correspondant aux réductions $SU(4) \supset SU_S(2) \times SU_T(2)$ et $SU(6) \supset SU(3)$:

$$\langle k|||\chi^+|||k-4\rangle = \langle k||||\chi^+||||k-4\rangle \times D = C \times D \qquad (23)$$

suivant la notation de Hecht.

γ-1. *Facteur D de Hecht.*

C'est le coefficient de Wigner pour la réduction $SU(4) \supset SU_S(2) \times SU_T(2)$ dans la représentation en supermultiplets :

$$D \equiv \langle [\tilde{f}]\beta\ S_B T_B; [1^4]st\ |\}[\tilde{f}']\ \beta'\ S'_A\ T'_A\rangle$$

Dans le cas d'un transfert de groupement α (s=t=0),

$$D = 1 \qquad (24)$$

γ-2. *Facteur C de Hecht.*

Si les 4 nucléons formant l'alpha sont transférés dans l'état $(1s)^4$, avec même fréquence d'oscillateur que dans les noyaux A et B, on peut factoriser

$$C \equiv \langle [f']\alpha'(\lambda'\mu')||||\chi^{+[4](QQ)}||||\ [f]\alpha(\lambda\mu)\rangle$$

en faisant apparaître la partie correspondant à la réduction $SU(6) \supset SU(3)$ du coefficient de parenté fractionnelle des 4 nucléons pris dans la couche (2s-1d) :

$$C = \Sigma^{1/2} \times \langle [f]\alpha(\lambda\mu)\ ;\ [4]\ (QQ)\ |\}[f']\ \alpha'\ (\lambda'\mu')\rangle \qquad (25)$$

Le premier facteur correspond alors au nombre maximum Σ de groupements β ayant dans le noyau initial la représentation orbitale [f] = [4] de l'alpha:

$$\Sigma = \binom{k}{4} \langle k | k-4,4 \rangle^2 \qquad (26)$$

où $k = A-16$ est le nombre de nucléons dans la couche (2s-1d) et

$$\langle k | k-4,4 \rangle^2 = \frac{\dim_{S_{k-4}}[f] \times \dim_{S_4}[4]}{\dim_{S_k}[f']} = \frac{\dim_{S_{k-4}}[f]}{\dim_{S_k}[f']} \qquad (27)$$

est un facteur de dimension, calculé par Rotter pour la couche (1p) [77].

Le facteur Σ, obtenu par la règle de somme

$$\Sigma = \sum_{(\lambda'\mu') \text{ fixé}} ([f'] \to [f] + \alpha) = \sum_{\substack{\alpha(\lambda\mu)\beta S_B T_B \\ (\lambda_\alpha \mu_\alpha)\rho st}} |\langle k ||| \chi^{+[4](\lambda_\alpha \mu_\alpha)\rho st} ||| k-4 \rangle|^2 \qquad (28)$$

où $(\lambda_\alpha \mu_\alpha)$ correspond aux différentes représentations possibles pour le groupement de 4 nucléons constituant l'"α", figure dans les tables de Hecht [66] donnant le facteur C pour les 14 premiers noyaux de la couche (2s-1d). On peut ainsi calculer les pourcentages d'intensité de transfert vers les diverses représentations $(\lambda\mu)$ de B, à travers les représentations possibles $(\lambda_\alpha \mu_\alpha)$ du groupement alpha de représentation orbitale [4], pour des représentations orbitales [f'] et [f] définies (voir C.1)). Dans le cas où les 4 nucléons transférés sont dans un état [4] (80), on peut alors obtenir :

- les valeurs absolues des amplitudes spectroscopiques de transfert α ;
- les effets de mélange de représentations $(\lambda\mu)$ dans une bande de rotation (voir C.2)) ;
- les intensités de transfert α dans une bande de rotation par rapport à une autre.

Si le noyau A appartient à la seconde moitié de la couche (2s-1d), on applique la règle de correspondance entre noyaux conjugués particules-trous :

$$|\langle y^{\times (44-A)} [f^{\times}] \alpha(\lambda\mu) |||| \chi^{+[4](\lambda_\alpha \mu_\alpha)\rho} |||| y'^{\times (40-A)} [f'^{\times}] \alpha'(\lambda'\mu') \rangle|^2$$

$$= \left\{ \frac{\dim(\lambda'\mu')}{\dim(\lambda\mu)} \frac{\dim[\tilde{f}']}{\dim[\tilde{f}]} \right\} |\langle y'^{(A-16)} [f'](\lambda'\mu') |||| \chi^{+} |||| y^{(A-20)} [f] (\lambda\mu) \rangle|^2 \qquad (29)$$

où y et $y^{\times}$ sont des noyaux conjugués.

C - CALCUL DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES α.

Le facteur spectroscopique $S_\alpha = |A_{n\ell}(A \to B + \alpha)|^2$ est tiré de la formule 16 où, pour des noyaux pair-pair de la couche (2s-1d), lorsque les 4 nucléons formant le groupement α sont pris dans la couche (2s-1d) et transférés dans l'état $(1s)^4$ d'un alpha non excité, le coefficient de Talmi-Moshinsky est égal à T_o de la formule 17 et l'intégrale de recouvrement est donnée par G_o de la formule 18 .

Afin d'évaluer l'élément de matrice réduit $\langle \psi_A \| \chi^+ \| \psi_B \rangle$ d'après (19) et (23), nous considérons les états $|\psi\rangle = |[f](\lambda\mu)J\rangle$ de A et B dans une description SU(3), avec des représentations de symétrie orbitale maximale (correspondant aux niveaux de plus basse énergie que nous avons étudiés expérimentalement) caractérisées par la partition [f] dans la couche (2s-1d), supposant ainsi que les autres couches ne participent pas au transfert.

Il faut cependant noter à ce sujet que des calculs récents [66] sur les amplitudes spectroscopiques de transfert α du type $(1p)^{-2}$ $(2s\text{-}1d)^{-2}$ sur des noyaux de la couche (2s-1d) laissant présager des effets non négligeables, en accord avec les idées de Balashov fondées sur l'importance de la diffusion multiple de nucléons pris dans des couches différentes pour le calcul d'amplitudes spectroscopiques α [63].

1) Etats SU(3) purs.

Bien que les états correspondant à la bande de rotation bâtie sur le fondamental des noyaux étudiés ne soient pas de pures représentations SU(3), la représentation fondamentale SU(3) constitue cependant une très bonne approximation pour les noyaux du début de la couche (2s-1d). D'après Mc Grory [78], environ 80% de l'intensité correspond à la représentation (80) de SU(3) pour les niveaux 0^+, 2^+ et 4^+ du ^{20}Ne dont les états de la bande de rotation bâtie sur le fondamental sont bien approchés par cette représentation [79]. Vers la fin de la couche (2s-1d), l'approximation est moins bonne, mais environ 50% de l'intensité correspond cependant à la représentation (08) pour les niveaux de basse énergie de ^{36}A.

Ainsi, pour une transition donnée $A \to B(\ell+) + \alpha$, nous avons

$$|\psi_A\rangle = |[f'](\lambda'\mu')_0 0\rangle \quad \text{et} \quad |\psi_B\rangle = |[f](\lambda\mu)_0 \ell\rangle$$

où ℓ est le moment angulaire orbital relatif de l'alpha par rapport au noyau de recul B ($J_A=0$; $J_B=\ell$ comme indiqué au chapitre III,A.2),

$$[f_j] = \left[4^{\frac{A_j - 16}{4}} \right]$$

correspond à la symétrie spatiale maximale du noyau j, de nombre de masse A_j, et $(\lambda\mu)_o$ correspond à la représentation fondamentale SU(3) du noyau considéré. Alors, d'après les formules 16 , 19 et 23 , nous avons :

$$A_{n\ell} = T_o \times G_o \times A^R_{n\ell} \times B \times C \times D \qquad (30)$$

où $B = D = 1$ (d'après les formules 22 et 24), $A^R_{n\ell}$ correspond à la formule 20 , et C correspond aux formules 25 et 26 (où k = A-16 et Q = 8).

Dans la table 12, présentant les états $[f](\lambda\mu)_o$ des noyaux considérés dans notre calcul, figurent également $\dim_{S_k}[f]$, obtenue d'après (13), et les coefficients $\langle k|k\text{-}4,4\rangle^2$, obtenus d'après (27) [80], servant à calculer Σ d'après (26) dans les cas où Hecht n'a pu l'obtenir par la règle de somme (28).

Noyau	$[f](\lambda\mu)_o$	$\dim_{S_k}[f]$	$\langle k\|k\text{-}4,4\rangle^2$	$\sum_{\forall (\lambda_\alpha\mu_\alpha)_{(\lambda\mu)_i}}$	$(\lambda_\alpha\mu_\alpha) = (80)$	
					% $\forall (\lambda\mu)_i$	% $(\lambda\mu)_o$
^{20}Ne	[4](80)	1				
^{24}Mg	$[4^2](84)$	14	1/14	5	73	47
^{28}Si	$[4^3](0,12)$	462	1/33	15	60	60
^{36}A	$[4^5](08)$	1 662 804				
^{40}Ca	$[4^6](00)$	140 229 804	3/253	126	36	36

Table 12. Etude du facteur C de Hecht pour des états SU(3) purs.
$[f](\lambda\mu)_o$ est la représentation SU(3) fondamentale du noyau considéré ;
$\dim_{S_k}[f]$, $\langle k|k\text{-}4,4\rangle^2$ et Σ sont décrits dans le texte - ils correspondent aux formules 13, 27 et 26 ;
Σ correspond à la règle de somme (28) sur les transferts de groupements de 4 nucléons de représentation $[4](\lambda_\alpha\mu_\alpha)$, pour tous les $(\lambda_\alpha\mu_\alpha)$ possibles vers tous les $(\lambda\mu)_i$ possibles de B ;
% $\forall(\lambda\mu)_i$ et % $(\lambda\mu)_o$ correspondent aux pourcentages respectifs dans Σ, de transfert α [4](80) vers tous les $(\lambda\mu)_i$ possibles de B et vers $(\lambda\mu)_o$ seulement.

Ce facteur Σ nous fournit le nombre maximum de groupements à 4 nucléons ayant la représentation orbitale [4] de l'alpha dans le noyau A initial, qui peuvent être transférés, à partir de la représentation $[f'](\lambda'\mu')_o$ de A, vers toutes les représentations $(\lambda\mu)_i$ possibles de [f], ceci incluant les états $(\lambda_\alpha\mu_\alpha) = (80),(42),(04)$ et (20) pour l'"α" transféré.

Enfin, la table 12 permet, dans le cas d'un α non excité correspondant à la représentation (80), de comparer les pourcentages d'intensité de transfert α vers toutes les représentations $(\lambda\mu)_i$ possibles de B au pourcentage vers la représentation fondamentale $(\lambda\mu)_o$ que nous avons considérée pour décrire B.

Nous voyons ainsi que l'alpha non excité contribue pour 3/4 en C^2 dans le cas $^{24}Mg \rightarrow {}^{20}Ne+\alpha$, mais seulement pour 1/3 dans le cas $^{40}Ca \rightarrow {}^{36}A+\alpha$. De plus, dans le cas $^{24}Mg \rightarrow {}^{20}Ne+\alpha$, l'intensité augmente de 50% lorsqu'on considère les C^2 pour les autres représentations possibles (42) et (04) du ^{20}Ne, par rapport à celle (80) prise ici ; nous verrons au 2) ce qui résulte pour S_α d'un mélange de représentations dans le ^{20}Ne.

Les valeurs des facteurs spectroscopiques S_α, ainsi que celles des coefficients nécessaires au calcul de $A_{n\ell}$ d'après la formule 30 , sont données dans la table 13 pour les premiers niveaux $0^+, 2^+$ et 4^+ des noyaux B résiduels considérés dans nos expériences. Les valeurs de $A^{Ro}_{n\ell}$ et C_o ont été tirées des tables de Draayer [65] et de Hecht [66]; l'indice o indique que l'α est transféré dans l'état (80) pour la représentation fondamentale $(\lambda\mu)_o$ de B. Les règles de correspondance pour la seconde moitié de la couche (2s-1d) permettent de calculer ces coefficients dans le cas $^{40}Ca \rightarrow {}^{36}A+\alpha$ à partir des valeurs $A^{Ro}_{n\ell} = C_o = 1$ pour $^{16}O + \alpha \rightarrow {}^{20}Ne$ (la représentation de ^{16}O étant $|[0]00>$).

Réaction A→B+α	T_o	G_o	C_o	J^π_B	$A^{Ro}_{n\ell}$	S_α
$^{24}Mg \rightarrow {}^{20}Ne + \alpha$	2.074	0.1961	1.528	0^+	0.457	0.081
				2^+	-0.163	0.010
				4^+	0.412	0.066
$^{28}Si \rightarrow {}^{24}Mg + \alpha$	1.853	0.1961	3.000	0^+	0.274	0.089
				2^+	-0.300	0.107
				4^+	0.293	0.102
$^{40}Ca \rightarrow {}^{36}A + \alpha$	1.524	0.1961	6.708	0^+	0.149*	0.089
				2^+	0.333*	0.447
				4^+	0.447*	0.803

Table 13.

Facteurs spectroscopiques S_α dans le cas d'états SU(3) purs. T_o, G_o, C_o et $A^{Ro}_{n\ell}$ sont respectivement les coefficients de Talmi-Moshinsky, Ichimura, Hecht et Draayer, correspondant au transfert d'un groupement α [4](80), pour les représentations fondamentales $[f](\lambda\mu)_o$ de A et B (voir table 12). Les valeurs indiquées par * correspondent à $|A^{Ro}_{n\ell}|$; $(J_B = \ell)$.

La formule 29 fournit :

$$|C_o(^{40}Ca \rightarrow {}^{36}A+\alpha)| = \left\{\frac{\dim(80)}{\dim(00)} \; \frac{\dim S_4[1^4]}{\dim S_0[0]}\right\}^{1/2} |C_o(^{16}O+\alpha \rightarrow {}^{20}Ne)$$

soit, d'après (13) et (14), $|C_o| = \sqrt{45}$

tandis que la formule 21 fournit :

$$A^{Ro}_{n\ell}[^{40}Ca \rightarrow {}^{36}A(\ell+)+\alpha] = \left\{(2\ell+1)\; \frac{\dim(00)}{\dim(80)}\right\}^{1/2} A^{Ro}_{n\ell}[^{16}O+\alpha \rightarrow {}^{20}Ne(\ell+)]$$

soit, d'après (14), $A^{Ro}_{n\ell} = \sqrt{\frac{2\ell+1}{45}}$.

Nous retrouvons ici les résultats prévus en couplage j-j, qui donnent une prédominance des amplitudes de transition vers les niveaux de $J = J_{max}$ lorsque les 4 nucléons sont pris dans la même couche [81] (protons couplés à $j_{p_{max}}$ et neutrons couplés à $j_{n_{max}}$) avec des paramètres d'oscillateur identiques dans l'alpha et dans le noyau A.

2) Etats décrits en couplage intermédiaire.

La table 12 montre que dans le cas $^{24}Mg \rightarrow {}^{20}Ne+\alpha$, 1/3 de l'intensité correspondant au transfert d'un α de $(\lambda_\alpha\mu_\alpha) = (80)$ va vers les bandes de rotation du ^{20}Ne correspondant à $(\lambda\mu) = (42)$ et (04). Une description des états du ^{20}Ne en mélange de représentations (80), (42) et (04) a donc été faite pour tenir compte de ces contributions vers les niveaux fondamental 0^+ et premier excité 2^+ [82].

Dans le cas d'un mélange de représentations $(\lambda\mu)_i$ d'amplitude a_i dans le noyau résiduel B,

$$|\psi_B> = \sum_i a_i |[f](\lambda\mu)_i \ell>$$

et les formules 16, 19 et 23 donnent :

$$A_{n\ell} = T_o \times G_o \times \left(\sum_i a_i \, A_{n\ell}^{Ri} \, C_i\right) \qquad (31)$$

ou l'indice i correspond à la représentation $(\lambda\mu)_i$ de B dans les formules 20 et 25 (l'α étant transféré dans l'état [4](80)).

Pour la réaction $^{24}Mg \rightarrow {}^{20}Ne(\ell+) + \alpha$, les valeurs de a_i [83], $A_{n\ell}^{Ri}$ [65] et C_i [66] sont données dans la table 14, ainsi que les S_α obtenus d'après la formule 31 pour l'état fondamental 0^+ et le premier état excité 2^+ du ^{20}Ne. Nous constatons que $S_\alpha(0^+)$ augmente d'un tiers, bien que la représentation (80) constitue 80% de l'intensité de ces états 0^+ et 2^+ du ^{20}Ne ($S_\alpha(2^+)$ ne change pas à cause de $A_{n2}^{R1} = 0$). L'influence du mélange de représentations sur les S_α calculés en états SU(3) purs peut donc être importante, mais l'ordre de grandeur du facteur spectroscopique est conservé.

$(\lambda\mu)_i$	C_i	$a_i(0^+)$	a_{no}^{Ri}	$a_i(2^+)$	A_{n2}^{Ri}
$(80)_o$	1.528	0.882	0.457	0.904	-0.163
$(42)_1$	-1.059	-0.320	0.43	-0.273	0
$(04)_2$	0.447	0.175	0.80	0.073	-0.58
$^{24}Mg \rightarrow {}^{20}Ne + \alpha$		$S_\alpha(0^+)=0.108$		$S_\alpha(2^+) = 0.010$	

Table 14. Facteurs spectroscopiques S_α dans le cas d'un mélange de représentations SU(3) pour $^{24}Mg \rightarrow {}^{20}Ne+\alpha$.

$(\lambda\mu)_i$ correspond à la représentation SU(3) d'amplitude $a_i(\ell+)$ dans l'état $^{20}Ne(\ell+)$;

$A_{n\ell}^{Ri}$ et C_i sont les coefficients de Draayer et de Hecht correspondant au transfert d'un α [4](80) pour la représentation $(\lambda\mu)_i$ du ^{20}Ne et $(\lambda\mu)_o = (84)$ de ^{24}Mg (T_o et G_o sont fournis dans la table 13).

Pour la réaction $^{40}Ca \rightarrow {}^{36}A(\ell+)+\alpha$, la représentation (08) ne constitue en intensité que 47% de l'état 0^+ et 55% de l'état 2^+ de ^{36}A ; de plus, elle prend toute l'intensité correspondant au transfert d'un α non excité de $(\lambda_\alpha\mu_\alpha) = (80)$. Nous devrions donc prévoir, à priori, une diminution de même pourcentage sur S_α, conduisant à $S_\alpha(0^+) = 0.042$ et $S_\alpha(2^+)=0.25$. Toutefois, il faut souligner que, dans le cas de ^{36}A, la description SU(3) n'est pas la meilleure, ces valeurs ne devant être considérées que comme des estimations.

3) Remarques sur les résultats obtenus.

L'effet d'un mélange de représentations $(\lambda\mu)_i$ dans le noyau final paraît assez important, pouvant aller de 30% pour $^{24}Mg \rightarrow {}^{20}Ne(0^+) + \alpha$ jusqu'à 50% pour $^{40}Ca \rightarrow {}^{36}A + \alpha$, sans tenir compte de mélange de représentations dans le noyau initial.

D'autre part, il faut souligner les possibilités notables de transfert d'un alpha excité, tandis que l'emploi de paramètres d'oscillateur différents dans l'α et dans A peut produire des variations de S_α allant de 30 à 50% [84]. Enfin, le rôle des autres couches, dont nous n'avons pas tenu compte ici, peut contribuer à modifier fortement les résultats précédents (facteur G de Arima prenant des valeurs différentes) dans le cas où le cœur de A est excité. Des calculs plus complets devront être conduits (malgré les difficultés dues au mouvement spurieux du centre de masse) à l'aide des premières données de Hecht concernant les transferts $(1p)^{-2}(2s\text{-}1d)^{-2}$ (et $(1f)^{-2}$ $(2s\text{-}1d)^{-2}$ pour le cas de mélange de configurations dans le noyau initial).

CONCLUSION

"We saw a peak and thought it was the top of the mountain ; when we climbed it we found ourselves facing the real top shrouded in dark clouds".

V.F. WEISSKOPF

C O N C L U S I O N

Dans une première série d'expériences, nous avons pu obtenir quelques spectres en énergie d'excitation du noyau de recul pour la réaction quasi-libre (p,pα) sur le ^{6}Li et les 5 noyaux pair-pair ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca, ^{140}Ce et ^{232}Th.

La section efficace dans la région du fondamental, pour une quantité de mouvement de recul nulle, décroît de 2 ordres de grandeur lorsqu'on passe du ^{6}Li au ^{24}Mg et reste à peu près constante du ^{24}Mg au ^{40}Ca. Les valeurs mesurées pour le ^{140}Ce et le ^{232}Th restent compatibles,aux incertitudes expérimentales près, avec une dépendance en $A^{2/3}$ correspondant à une réaction de surface, et avec des facteurs spectroscopiques de même ordre de grandeur. Cependant, les sections efficaces différentielles sont beaucoup plus difficiles à mesurer sur les noyaux lourds : des densités superficielles conduisant à un même élargissement en énergie correspondent à beaucoup moins de noyaux lourds -donc moins d'événements (p,pα)- que de noyaux légers dans une cible d'épaisseur ainsi définie.

★ ★ ★

Dans une deuxième série d'expériences plus complètes, nous avons pu couvrir -en géométrie coplanaire- une carte en $(E^{*},|\vec{q}_R|)$ allant de 0 à 20 MeV en énergie d'excitation E^{*} et de 0 à 220 MeV/c en quantité de mouvement $|\vec{q}_R|$ du noyau de recul, pour les 3 noyaux ^{24}Mg, ^{28}Si et ^{40}Ca de la couche (2s-1d) ainsi que pour le ^{58}Ni, afin d'obtenir des résultats plus précis et plus complets susceptibles d'être comparés aux prévisions théoriques.

Fondées sur une combinaison des méthodes de corrélations angulaires et de partage d'énergie, des séries de 6 mesures simultanées de spectres de coïncidences entre 3 télescopes à protons (scintillateurs) situés dans le plan focal d'un analyseur magnétique (θ_p fixé) et 2 télescopes à jonctions

(E_α allant de 15 à 60 MeV) situés près de la cible, ont été réalisées pour couvrir rapidement un tel domaine.

Malgré une statistique faible et une résolution en énergie modeste, les premiers niveaux excités du noyau de recul ont pu être mis en évidence de façon sûre en établissant des spectres moyens correspondant à des bandes en $|\vec{q}_R|$ de 100 à 200 MeV/c de large, grâce à la carte en (E^*,$|\vec{q}_R|$). Ainsi avons nous pu constater que pour les 3 noyaux de la couche (2s-1d), les niveaux fondamental 0^+ et premier 2^+ sont fortement excités (section efficace de 2 ordres de grandeur plus faible que pour le ^{6}Li, noyau qui sert de référence lorsque l'on recherche des sous-structures α dans les noyaux), tandis qu'aucune excitation comparable n'apparaît pour le ^{54}Fe (section efficace encore un ordre de grandeur plus faible). L'allure des distributions $d^3\sigma(q_R)$ correspondant aux états fondamentaux 0^+ des 3 noyaux finals de la couche (2s-1d) est bien celle d'un "knock out" L = 0, avec un maximum de l'ordre de quelques $\mu b.MeV^{-1}.sr^{-2}$ légèrement décalé de -10 MeV/c par rapport à $q_R = 0$. Les premiers états excités 2^+ des mêmes noyaux correspondent à une distribution dont la largeur indique le type $L \neq 0$, la section efficace restant toujours inférieure au $\mu b.MeV^{-1}.sr^{-2}$, avec cependant une absence de minimum près de $q_R = 0$.

★ ★ ★

L'analyse en PWIA et DWIA montre le rôle prédominant des distorsions, les sections efficaces PWIA étant environ 20 fois supérieures à celles de la DWIA.

La DWIA reproduit bien les résultats expérimentaux pour les niveaux 0^+ : maximum légèrement déplacé ; largeur correcte ; premier minimum atténué ; section efficace de l'ordre du $\mu b.MeV^{-1}.sr^{-2}$. Cependant, le minimum qui subsiste à $q_R = 0$ n'apparaît pas dans les distributions expérimentales pour les niveaux 2^+, où l'on ne retrouve un bon accord que dans la région $|q_R| > 80$ MeV/c.

Les divers potentiels optiques protons, et surtout alpha possibles peuvent entraîner une variation d'environ 50% sur les résultats DWIA. La fonction d'onde de l'alpha (obtenue en liant une particule α dans un puits de Woods-Saxon par l'énergie correspondant à son énergie de séparation) a été prise comme 5S pour l'état L = 0 (cas du 0^+) et 4D pour l'état L = 2 (cas du 2^+) et une incertitude de 30 % résulte des variations possibles dans la géométrie du puits. De plus, l'utilisation de rayons de coupure différents ayant montré que la réaction est très localisée en surface (dans une région où la densité nucléaire n'est plus que de l'ordre de quelques % de ce qu'elle est au centre du noyau), le comportement asymptotique de la fonction d'onde de l'état lié joue un rôle prépondérant dans la détermination de la section efficace DWIA pour les faibles valeurs de q_R.

Ainsi, les facteurs spectroscopiques alpha S_α extraits par comparaison des sections efficaces expérimentales aux valeurs DWIA (dans la région du maximum des distributions théoriques) peuvent-ils comporter une incertitude d'un facteur 2 à 3. Mais les valeurs relatives demeurent beaucoup plus significatives. Dans la table 15, où figurent les S_α absolus obtenus par analyse DWIA (les seules incertitudes prises en considération étant dues à l'expérience et au procédé d'extraction) et ceux calculés dans

le cas d'une description SU(3) sans mélange de représentations, les valeurs absolues expérimentales apparaissent en général 3 fois plus grandes que celles prévues par SU(3). Cependant, on remarque un bon accord entre expérience et théorie pour la plupart des valeurs relatives obtenues après normalisation à 1 pour la transition $^{28}Si \rightarrow {}^{24}Mg(0^+) + \alpha$.

	Etat du noyau final	Fondamental 0^+			1er excité 2^+			
	Noyau cible	^{24}Mg	^{28}Si	^{40}Ca	^{24}Mg	^{28}Si	^{40}Ca	
S_α ABSOLUS	DWIA	0.25±0.07	0.24±0.05	0.50±0.07	0.2±0.1	0.4±0.1	0.9±0.4	NOS RESULTATS
	SU(3)	0.08	0.09	0.09	0.01	0.11	0.45	
S_α RELATIFS	DWIA	$1.0^{+0.4}_{-0.4}$	1	$2.1^{+0.6}_{-0.5}$	$0.9^{+0.5}_{-0.4}$	$1.5^{+0.6}_{-0.4}$	$3.8^{+2.2}_{-1.8}$	
	SU(3)	0.9	1	1.0	0.1	1.2	5.0	
	(^3He, ^7Be) [a]	0.5	1	5.0	1.1		5.0	AUTRES RESULTATS
	(d, ^6Li) [b]	0.4	1	1.6	0.4	2.3	8.7	
	(α, 2α) [c]	1.6	1	1.1				

Table 15. Facteurs spectroscopiques S_α absolus et relatifs.
La normalisation a été faite sur $^{28}Si \rightarrow {}^{24}Mg(0^+) + \alpha$. Les indices a, b et c correspondent respectivement aux références 21, 19 et 30.

Les résultats d'expériences de transfert, également présentés dans cette table, permettent de tirer quelques conclusions :

- les différences entre nos résultats (p,pα) et les résultats de réactions de transfert ne sont pas plus grandes en général que celles que présentent déjà ces derniers entre eux ; elles peuvent être liées aux difficultés des traitements DWIA ou DWBA.

- la réaction $^{24}Mg(p,p\alpha)^{20}Ne\ (0^+)$ donne un facteur spectroscopique S_α en accord avec SU(3), contrairement aux réactions de transfert ;

- la grande valeur de S_α obtenue dans toutes les expériences pour $^{40}Ca \rightarrow {}^{36}A(0^+) + \alpha$ semble indiquer un effet de structure.

Notons que l'analyse DWIA des résultats en (α,2α) à 90 MeV [30,37] ne paraît pas satisfaisante, peut-être à cause de l'existence de mécanismes autres que la diffusion quasi-libre ; de tels mécanismes pourraient expliquer la valeur élevée obtenue en (p,pα) pour $^{24}Mg \rightarrow {}^{20}Ne(2^+) + \alpha$.

★ ★ ★

Ce sont là les premiers résultats spectroscopiques obtenus dans une étude de la diffusion quasi-libre (p,pα) pour des noyaux de la couche (2s-1d). Une analyse DWIA entachée de moins d'imprécision, permettant un meilleur traitement des niveaux 2^+ et une extension aux 4^+ (cas du groupe de niveaux $0^+,2^+,4^+$ fortement excités vers 4,4 MeV dans ^{36}A) paraît nécessaire pour l'étude de la réaction (p,pα), car une probabilité plus grande de sous-structures α devrait se refléter dans les facteurs spectroscopiques extraits, cette réaction étant localisée en surface.

Le caractère quasi-libre du mécanisme de la réaction (p,pα) se retrouve dans la symétrie par rapport à $\vec{q}_R = \vec{0}$ et la DWIA décrit bien la forme de la distribution des sections efficaces pour la transition "$0^+ \rightarrow 0^+$". Cependant, la disparition du minimum à faible $|\vec{q}_R|$ pour la transition "$0^+ \rightarrow 2^+$" pourrait être expliquée par la présence d'autres types de mécanismes de réaction : passage par un état intermédiaire (2p,2n) de J=2, L=0 ; existence d'un mécanisme en deux étapes ("$0^+ \rightarrow 0^+$" suivi d'une excitation 2^+ par diffusion inélastique de l'alpha sortant)...

Des calculs plus poussés, évitant de factoriser (p-α) élastique, pourraient peut-être conduire à une meilleure description, mais seules des expériences non coplanaires devraient permettre par le test de Treiman-Yang [85] de mettre en évidence les mécanismes de réaction correspondant à des graphes d'ordre supérieur [86]. Une analyse en Approximation d'Impulsion en Voies Couplées (CCIA) paraît nécessaire pour essayer d'obtenir une meilleure interprétation des résultats expérimentaux à l'aide du modèle en couches (avec les mécanismes de réaction appropriés). L'existence de particules alpha "préformées" à l'intérieur du noyau n'est pas nécessaire, comme l'explique V.V. Balashov [63] : *"There is no need to consider clustering of nucleons in nucleus as a requisite for the possibility of knocking the appropriate cluster from the nucleus. Apparently, we somewhat over-estimate the role of nucleon clustering in nuclei in the knock-out reactions [...]. The explanation for the high probability of knocking complex particles from nuclei may be compatible with the nuclear Shell Model [...] Double scattering and, in the case of α particles, scattering of higher multiplicity, are of very much importance [...] . The effects of rescattering are responsible for the great number of discrepancies in the standard too straightforward analyses"*.

Une meilleure résolution en énergie, disponible sur le Synchrocyclotron d'Orsay transformé [87], devrait permettre d'identifier de tels processus de réarrangement, tandis qu'une étude en fonction de l'énergie, grâce aux nouvelles machines telles que Saturne II [88], devrait révéler les violations possibles des règles de sélection de la théorie des parentés mettant en jeu des groupements α non excités et permettre de préciser les divers mécanismes de réaction en cause .

★ ★ ★

REFERENCES

[1] D.H. WILKINSON, Proceedings of the "Rutherford Jubilee International Conference", University of Manchester (1961) 339.

[2] -K. WILDERMUTH and Th. KANELLOPOULOS, CERN Report 59-23 (1959).

-K. WILDERMUTH and W. Mc CLURE, "Cluster representation of nuclei", Springer Tracts in Modern Physics, 41 (1966).

[3] -D.M. BRINK, International School of Physics "Enrico Fermi", Course 36 (1966).

-Y. ABGRALL et E. CAURIER, Journal de Physique, C6, 32 (1971) 63.

-P.S. HAUGE, S.A. WILLIAMS and G.H. DUFFEY, Physical Review C4 (1971) 1044.

[4] -W. ELSASSER, Journal de Physique et Radium 4 (1933) 549 et 5 (1934) 389.

-M. GOEPPERT-MAYER and J.H.D. JENSEN, "Elementary Theory of Nuclear Shell Structure", Wiley (1955).

[5] P. BEREGI, N.S. ZELENSKAYA, V.G. NEUDATCHIN and Yu.F. SMIRNOV, Nuclear Physics 66 (1965) 513.

[6] -V.V. BALASHOV, A.N. BOYARKINA and I. ROTTER, Nuclear Physics 59 (1964) 417.

-I. ROTTER, Fortschritte der Physik 16 (1968) 195.

-D. KURATH, Physical Review C7 (1973) 1390.

[7] A. ARIMA, Proceedings of the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 38.

[8] -M. DANOS and V. GILLET, Physics Letters 34B (1970) 24 ; Zeitschrift für Physik 249 (1972) 294.

-A. MESSIAH, Journal de Physique C6, 32 (1971) 1.

-V. GILLET, Journal de Physique C6, 32 (1971) 17; Proceedings of the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 23.

-A. JAFFRIN, Journal de Physique C5, 36 (1975) 59.

[9] W. VON OERTZEN, Proceedings of the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 367.

[10] P. RADVANYI, Journal de Physique C5, 33 (1972) 141 ; "Journées d'Etude de Physique Nucléaire à Moyenne Energie", Gif-sur-Yvette (1973) 105.

[11] P.G. ROOS and N.S. CHANT, Proceedings of the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 242.

[12] J.P. SCHIFFER, Proceedings of the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 329.

[13] -H.E. JACKSON, L. MEYER-SCHÜTZMEISTER, T.P. WANGLER, R.P. REDWINE, R.E. SEGEL, J. TONN and J.P. SCHIFFER, Physical Review Letters 31 (1973) 1353.

-V.G. LIND, H.S. PLENDL, H.O. FUNSTEN, W.J. KOSSLER, B.J. LIEB, W.F. LANKFORD and A.J. BUFFA, Physical Review Letters 32 (1974) 479.

-A. DORON, J. JULIEN, M.A. MOINESTER, A. PALMIERI and A.I. YAVIN, Physical Review Letters 34 (1975) 485.

-H.G. ENGELHARDT, C.W. LEWIS, H. ULRICH and E.T. BOSCHITZ, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 352.

[14] P.D. BARNES, R.A. EISENSTEIN, W.C. LAM, J. MILLER, R.B. SUTTON, M. ECKHAUSE, J. KANE, R.E. WELSH, D.A. JENKINS, R.J. POWERS, R. KUNSELMAN, R.P. REDWINE, R.E. SEGEL and J.P. SCHIFFER, Physical Review Letters 29 (1972) 230.

[15] O. ARTUN, Y. CASSAGNOU, R. LEGRAIN, N. LISBONNA, L. ROUSSEL, J.P.ALARD, A. BALDIT, J.P. COSTILHES, J. FARGEIX, G. ROCHE, J.C. TAMAIN, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 348.

[16] N. ANANTARAMAN, C.L. BENNETT, J.P. DRAAYER, H.W. FULBRIGHT, H.E.GOVE and J. KOKE, Physical Review Letters 35 (1975) 1131.

[17] -J.C. FAIVRE, H. FARAGGI, J. GASTEBOIS, B.G. HARVEY, M.C. LEMAIRE, J.M. LOISEAUX, M.C. MERMAZ and A. PAPINEAU, Physical Review Letters 24 (1970) 1188.

-W. VON OERTZEN, H.G. BOHLEN and B. GEBAUER, Nuclear Physics A207 (1973) 91.

[18] -R.L. Mc GRATH, D.L. HENDRIE, E.A. Mc CLATCHIE, B.G. HARVEY and J. CERNY, Physics Letters 34B (1971) 289.

-J.R. COMFORT, W.J. BRAITHWAITE, J.R. DURAY, H.T. FORTUNE, W.J. COURTNEY and H.G. BINGHAM, Physics Letters 40B (1972) 456.

-P. MARTIN, J.B. VIANO, J.M. LOISEAUX and Y. LECHALONY, Nuclear Physics A212 (1973) 304.

-A.M. VAN DER MOLEN, Ph. D. Thesis, University of Michigan (1974).

[19] -J.D. COSSAIRT, R.D. BENT, A.S. BRÖAD, F.D. BECCHETTI and J.JÄNECKE, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 411; Nuclear Physics A261 (1976) 373.

-A. VAN DER MOLEN, J. JÄNECKE and F.D. BECCHETTI, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 413.

[20] -C. DETRAZ, H.H. DUHM and H. HAFNER, Nuclear Physics A147 (1970) 448.

-C. DETRAZ, C.D. ZAFIRATOS, C.E. MOSS and C.S. ZAIDINS, Nuclear Physics A177 (1971) 258.

-D.J. PISANO, Ph. D. Thesis, Yale University (1973).

-W.F. STEELE, G.M. CRAWLEY and S. MARIPUU, Annual Report, Michigan State University (1973).

-W.F. STEELE, Ph.D. Thesis, Michigan State University (1974).

[21] -W.F. STEELE, P.A. SMITH, J.E. FINCK and G.M. CRAWLEY, Annual Report Michigan State University (1975).

-G. AUDI, C. DETRAZ, M. LANGEVIN and F. POUGHEON, Nuclear Physics A237 (1975) 300.

[22] R. BOCK and H. YOSHIDA, Nuclear Physics A165 (1971) 240 ; Nuclear Physics A189 (1972) 177.

[23] J.P. GENIN, J. JULIEN, M. RAMBAUT, C. SAMOUR, A. PALMIERI and D. VINCIGUERRA, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 303.

[24] A.N. JAMES and H.G. PUGH, Nuclear Physics 42 (1963) 441.

[25] C. RUHLA, M. RIOU, M. GUSAKOW, J.C. JACQMART, M. LIU and L.VALENTIN, Physics Letters 6 (1963) 282.

[26] -S.L. KANNENBERG, Ph. D. Thesis, NorthEastern University (1968).

-B. GOTTSCHALK and S.L. KANNENBERG, Physical Review C2 (1970) 24.

[27] R. BOWMICK, G.F. BURDZICK, C.C. CHANG, N.S. CHANT, V.K.C. CHANG, A.A. COWLEY, J. CRAIG, D.A. GOLDBERG, H.D. HOLMGREN, K.KWIATKOWSKI, P.G. ROOS, W. REICHART, N.S. WALL and R. WOODY III, Progress Report, University of Maryland (1973) 97.

[28] -R. ANNE, P. DELPIERRE, A. DEVAUX, J. KAHANE, G. LANDAUD, R. SENE and J. YONNET, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 309; Journal de Physique C5 (1975) 129.

-R.I. STEINBERG, C.C. CHANG, N.S. CHANT, J.P. DIDELEZ, H.D. HOLMGREN, P.G. ROOS and J.S. WU, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 315.

[29] -G. IGO, L.F. HANSEN and T.T. GOODING, Physical Review 131 (1963) 337.

-A. GUICHARD, M. CHEVALLIER, P. GAILLARD, J.Y. GROSSIORD, M.GUSAKOW, J.R. PIZZI and C. RUHLA, Physical Review C4 (1971) 700.

-J.D. SHERMAN, Ph. D. Thesis, University of California (LBL Report 1690) (1973).

-M.B. EPSTEIN, D.J. MARGAZIOTIS, N.S.P. KING and T.A. CAHILL, Physical Review C9 (1974) 581.

[30] J.D. SHERMAN, D.L. HENDRIE and M.S. ZISMAN, Physical Review C13 (1976) 20.

[31] D. BACHELIER, M. BERNAS, O.M. BILANIUK, J.L. BOYARD, J.C. JOURDAIN et P. RADVANYI, Journal de Physique C5, 33 (1972) 121.

[32] D. BACHELIER, M. BERNAS, O.M. BILANIUK, J.L. BOYARD, J.C. JOURDAIN and P. RADVANYI, Physical Review C7 (1973) 165.

[33] -D. BACHELIER, J.L. BOYARD, T. HENNINO, H.D. HOLMGREN, J.C. JOURDAIN, P. RADVANYI, P.G. ROOS and M. ROY-STEPHAN, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 313.

-D. BACHELIER, J.L. BOYARD, T. HENNINO, H.D. HOLMGREN, J.C. JOURDAIN, P. RADVANYI, P.G. ROOS et M. ROY-STEPHAN, Journal de Physique C5, 36 (1975) 127.

[34] D. BACHELIER, J.L. BOYARD, T. HENNINO, H.D. HOLMGREN, J.C. JOURDAIN, P. RADVANYI, P.G. ROOS and M. ROY-STEPHAN, Nuclear Physics A268 (1976) 488.

[35] -D.F. JACKSON and L.R.B. ELTON, Proceedings of the Physical Society 85 (1965) 659.

-D.F. JACKSON, Nuovo Cimento 40B (1965) 109 ; Review of Modern Physics 37 (1965) 393.

-Y. SAKAMOTO, Nuclear Physics 66 (1965) 531.

-G. JACOB and Th.A.J. MARIS, Review of Modern Physics 38 (1966) 121; Review of Modern Physics 45 (1973) 6.

[36] D.F. JACKSON, Proceedings of the Physical Society 88 (1966) 101 ; Nuclear Physics A90 (1967) 209 ; Advances in Nuclear Physics 4 (1971)1.

[37] N.S. CHANT and P.G. ROOS, Proceedings of the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 265.

[38] M. HARVEY, Advances in Nuclear Physics 1, Plenum Press (1968) 67.

[39] G. RIPKA, Communication privée (1972).

[40] L.S. KISSLINGER, Communication privée (1974).

[41] D. BACHELIER, Thèse d'Etat, Université Paris-Sud, Centre d'Orsay (1971).

[42] T.K. TUONG, Thèse 3ème cycle, Université Paris-Sud, Centre d'Orsay (1974).

[43] C.F. WILLIAMSON, J.P. BOUJOT et J. PICARD, Rapport CEA-R 3042 (1966).

[44] -D.F. JACKSON and T. BERGGREN, Nuclear Physics 62 (1965) 353.

-B.K. JAIN and D.F. JACKSON, Nuclear Physics A99 (1967) 113.

-D.F. JACKSON, "Nuclear Reactions", Methuen (1970) 197.

[45] A.S. DAVYDOV, "Quantum Mechanics" , N.E.O. Press (1967) 297.

[46] -N.S. CHANT and R. WOODY III, Progress Report, University of Maryland (1973).

-N.S. CHANT and P.G. ROOS, Technical Report, University of Maryland (1976).

[47] S.T. BUTLER, Physical Review 80 (1950) 1095.

[48] M. ICHIMURA, A. ARIMA, E.C. HALBERT and T. TERASAWA, Nuclear Physics A204 (1973) 225.

[49] A. ARIMA, Nuclear Physics A215 (1973) 109.

[50] -G. JACOB, Th.A.J. MARIS, C. SCHNEIDER and M.R. TEODORO, Physics Letters 45B (1973) 181.

-D.F. JACKSON, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 299.

[51] D. KURATH and I.S. TOWNER, Nuclear Physics A222 (1974) 1.

[52] N.S. CHANT and P.G. ROOS, Progress Report, University of Maryland (1974) 88.

[53] R.D. WOODS and D.S. SAXON, Physical Review 95 (1954) 577.

[54] P.P. SINGH, R.E. MALMIN, M. HIGH and D.W. DEVINS, Physical Review Letters 23 (1969) 1124.

[55] M. EL NADI and A. RABIE, Nuclear Physics 65 (1965) 90.

[56] F.G. PEREY and B. BUCK, Nuclear Physics 32 (1962) 353.

[57] M. EL NADI and F. RIAD, Nuclear Physics 65 (1965) 99.

[58] -V. COMPARAT, R. FRASCARIA, N. MARTY, M. MORLET and A. WILLIS, Nuclear Physics A221 (1974) 403.

-V. COMPARAT, Thèse d'Etat, Université Paris-Sud, Centre d'Orsay (1975).

[59] -H.H. CHANG and B.W. RIDLEY, Annual Report, University of Colorado (1971) 55.

-H.H. CHANG, B.W. RIDLEY, N. KING and E. GIBSON, Annual Report, University of Colorado (1972) 49.

[60] L. Mc FADDEN and G.R. SATCHLER, Nuclear Physics 84 (1966) 177.

[61] -A.M. CORMACK, J.N. PALMIERI, N.F. RAMSEY and R. WILSON, Physical Review 115 (1959) 599.

-J.N. PALMIERI, R. GOLOSKIE and A.M. CORMACK, Physics Letters 6 (1963) 289.

[62] -N.F. GOLOVANOVA, I.M. IL'IN, V.G. NEUDATCHIN and Yu.F. SMIRNOV, J.E.T.P. Letters 20 (1974) 310.

-N.F. GOLOVANOVA, I.M. IL'IN, V.G. NEUDATCHIN, Yu.F. SMIRNOV and Yu.M. CHUVIL'SKII,J.E.T.P. Letters 22 (1975) 50.

[63] V.V. BALASHOV, Proceedings of the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 281.

[64] -V.N. MILEEV, Ph. D. Thesis, Moscow State University (1974).

-V.V. BALASHOV and V.N. MILEEV, Nuclear Physics (to be published).

[65] J.P. DRAAYER, Nuclear Physics A237 (1975) 157.

[66] K.T. HECHT and D. BRAUNSCHWEIG, Nuclear Physics A244 (1975) 365.

[67] -J.P. ELLIOTT, Proceedings of the Royal Society A245 (1958) 128, 562.

-J.P. ELLIOTT and M. HARVEY, Proceedings of the Royal Society, A272 (1963) 557.

[68] P. ROMAN, "Advanced Quantum Theory", Addison Wesley (1965) 561, 664.

[69] -B.R. JUDD, "Operators Techniques in Atomic Spectroscopy", Mc Graw Hill (1963) 95.

-B.R. JUDD and J.P. ELLIOTT, "Topics in Atomic and Nuclear Theory", Lectures given at the University of Canterbury in 1968 (1970).

[70] -E.P. WIGNER, Physical Review 51 (1937) 106.

-E.P. WIGNER and E. FEENBERG, Progress in Physics 8 (1941) 274.

[71] A. DE SHALIT and I. TALMI, "Nuclear Shell Theory", Academic Press (1963) 373, 428, 463.

[72] A. BOHR and B.R. MOTTELSON, "Nuclear Structure" 1, Benjamin Inc. (1969) 111.

[73] G. RIPKA, Advances in Nuclear Physics 1, Plenum Press (1968) 228.

[74] S. MESHKOV, Proceedings of the "Rutherford Jubilee International Conference", University of Manchester (1961) 763.

[75] -M. MOSHINSKY, Nuclear Physics 13 (1959) 104.

-Yu.F. SMIRNOV, Nuclear Physics 27 (1961) 177.

[76] D. KURATH, Proceedings of the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 439.

[77] I. ROTTER, Annalen der Physik 7 (1965) 241; Communication privée (1975).

[78] J.B. Mc GRORY, Physics Letters 47B (1973) 481.

[79] A. ARIMA, Journal de Physique C6, 32 (1971) 33.

[80] A. BACHELIER, Communication privée (1976).

[81] L. MAILING, Yu.F. SMIRNOV and V.G.NEUDATCHIN, Physics Letters 11 (1964) 49.

[82] D.J. MILLENER, Communication privée (1975).

[83] A. ARIMA and D. STROTTMAN, Nuclear Physics Theoretical Group Report n°46, Oxford University (1973).

[84] K.T. HECHT and H. SATO, Contributed paper to the "Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei", University of Maryland (1975) 454.

[85] -S.B. TREIMAN and C.N. YANG, Physical Review Letters 8 (1962) 140.

-I.S. SHAPIRO, V.M. KOLYBASOV and G.R. AUGST, Nuclear Physics 61 (1965) 353.

-L.S. VOROB'EV, V.M. KOLYBASOV, V.L. STOLIN and V.D. KHOVANSKII, Soviet Journal of Physics 12 (1971) 669.

[86] V.M. KOLYBASOV,G.A. LEKSIN and I.S. SHAPIRO,Ups. Fiz.Nauk 113 (1974) 239. Soviet Physics USPEKHI 17 (1974) 381.

[87] Rapport Interne IPN Orsay Ph.N. 71-05 (Juin 1971).

[88] -Rapport IN2P3 et CEA (Juin 1973).

-Bulletin d'Information "Nouvelles de Saturne" (Février 1975).